

Beitrag zur Lebensdauervorhersage
warmfester Stähle
bei wechselnder Beanspruchung

von
Wilfried Gerhäußer
aus Cadolzburg

Erlangen, 1978



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548222_0071

Beitrag zur Lebensdauervorhersage warmfester Stähle bei wechselnder Beanspruchung

Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor - Ingenieur

vorgelegt von
Wilfried Gerhäuser
aus Cadolzburg

Erlangen, 1978



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der Einreichung: 9. 2. 1978

Tag der Promotion : 19. 7. 1978

Dekan: Prof. Dr. ing. D. Seitzer
Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. B. Ilschner
Prof. Dr. rer. nat. U. Rösler

I Einleitung

II Kritische Würdigung vorhandener Ansätze

- II. 1. Auswertung der Kriechgleichungen $\dot{\epsilon} = f(t, \sigma, T)$
- II. 2. Kriechbruch-Theorien, angewandt auf die Lebensdauerprognose
- II. 3. Zur phänomenologischen Beschreibung der Restlebensdauer durch Parameteransätze
- II. 4. Einfache Ansätze zur Beschreibung des Ermüdungsverhaltens bei wechselnder Beanspruchung
- II. 5. Einige Bemerkungen zum Werkstoffverhalten unter Neutronenbestrahlung

III Derzeitiger Stand der Normung, der Abnahmeprüfung und der Technischen Überwachung

- III. 1. Vorhandene Vorschriften und ihr Bezug auf den in Abschnitt II dargelegten wissenschaftlichen Kenntnisstand
- III. 2. Umfang und Zuverlässigkeit der z. Zt. vorhandenen Datenbasis unter besonderer Berücksichtigung der „Deutschen Zeitstandsversuche langer Dauer“.

IV Fortentwicklung der theoretischen Ansätze nach II unter Berücksichtigung neuerer Forschungsergebnisse zum Kriechmechanismus

- IV. 1. Übertragung der Theorien von Barrett und Nix bzw. Gittus auf 3 Kriechbereiche
 - 1.1 Das verwendete Modell
 - 1.2 Eingabedaten und Rechenergebnisse
- IV. 2. Ansätze zur Berücksichtigung zweiter Phasen, z.B. Karbiden oder Ausscheidungen
- IV. 3. Betrachtung statistischer Prozesse zum Poren- bzw. Rißwachstum sowie der an Rißenden vorliegenden Spannungskonzentrationen.

IV. 4. Quantitative Analyse der Versetzungsanordnung

IV. 5. Einige Bemerkungen zum Korngrenzgleiten

V Überprüfung der in dieser Arbeit verwendeten Ansätze an einigen ausgewählten Kurzzeitversuchen bei einphasigen Legierungen

V. 1. Auswahl der untersuchten Werkstoffe

V. 2. Eingabedaten und Ergebnisse

VI Schlußfolgerung

Zusammenfassung

Danksagung

Erklärung der verwendeten Zeichen

Literaturverzeichnis

Anhang: Die Fortran-Programme \$GER und \$GZE

Programmausdrucke

Eingabeplan

Datensätze

I. Einleitung

Die Lebensdauervorhersage von Werkstoffen unter Last- und Temperaturbeanspruchung spielt eine große Rolle in der industriellen Entwicklung und Fertigung sowie bei den Überwachungsbehörden. Als Anwendungsgebiete seien genannt der Maschinenbau, der Reaktorbau, die Energietechnik und die Herstellung von Triebwerkskomponenten. Bevorzugte Materialien für die Anwendung sind hier die Metalle (Stähle, Aluminium- und Zirkonlegierungen) (1 - 8) und hiervon wieder die Stähle, insbesondere die hochwarmfesten Stähle (z. B. 9 - 15).

Unter Restlebensdauer eines Werkstoffes sei hier die verbleibende Zeitspanne (unter Belastung) nach einer gewissen Beanspruchung bis zu einer vorgegebenen Materialänderung verstanden. Eine solche Materialänderung kann z. B. eine vorgegebene zulässige Dehnung oder Stauchung sein; es kann unter einer solchen Materialänderung auch der Bruch verstanden werden. Letzteres Kriterium wird im allgemeinen zur Abschätzung der Restlebensdauer herangezogen; es soll deshalb auch hier verwendet werden.

In der Literatur finden sich zahlreiche Modelle zur Berechnung der Restlebensdauer, meist unter konstanten Bedingungen (Spannung, Temperatur). Die bisher angewandten Methoden zeigen jedoch z. T. widersprüchliche Ergebnisse; außerdem ist es meist nicht möglich, mit den bisher vorliegenden, im allgemeinen phänomenologischen Modellen die einzelnen physikalischen Prozesse zu unterscheiden (vgl. z. B. 25, 26, 35).

Die Kriechkurve $\epsilon = f(t)$ bzw. $\dot{\epsilon} = f(\epsilon)$ wird dabei durch eine empirische Funktion beschrieben, die meist nicht näher theoretisch begründet wird (z. B. 21 - 24).

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Restlebensdauer von Stählen durch ein Modell der physikalischen Vorgänge als Funktion der angelegten Spannung σ , der Temperatur T , der Vorgeschichte (d. h. in Abhängigkeit von der Struktur) und evtl. noch weiteren meßbaren Parametern abzuschätzen. Dabei wird Wert darauf gelegt, daß möglichst viele Phänomene mit Hilfe dieser Ansätze beschrieben werden können. Zur Genauigkeit der beabsichtigten Vorgehensweise ist zu sagen, daß diese bei den bisher in der

Literatur verwendeten Modellen bis jetzt nicht größer war als bei empirischen Funktionen (die meist eine Reihe von Anpassungsparametern enthalten). Das liegt einerseits an der Vielfalt der Mechanismen, andererseits kann jede beliebige Kriechkurve durch Variation von Eingabeparametern approximiert werden. Diese Variation der Eingabeparameter erfolgt bei diesen empirischen Funktionen freilich durch überhaupt nicht begründete Vorschriften:

Die relativ wenigen Arbeiten, die versuchen, die Kriechkurve mit Hilfe eines physikalischen Modelles der Vorgänge zu berechnen, gehen von der Tatsache aus, daß der Bruch eines Werkstoffes oft bei einer ganz bestimmten Bruchdehnung ϵ_B eintritt, die je nach Werkstoff und Vorbehandlung verschiedene Werte annimmt. Diese Verfahrensweise soll zunächst beibehalten werden, wobei dann abgeschätzt wird, wodurch der Bruch tatsächlich bestimmt ist (siehe Kapitel III).

Es ist in diesem Zusammenhang sinnvoll, zunächst eine typische Kriechkurve, z. B. im Zugversuch zu betrachten, $\dot{\epsilon} = f(t)$, bei $\sigma = \text{const.}$ Dies kann ohne Schwierigkeiten auch umgerechnet werden in eine Kurve der Art $\dot{\epsilon} = f(\epsilon)$ (s. Abb. I. 1).

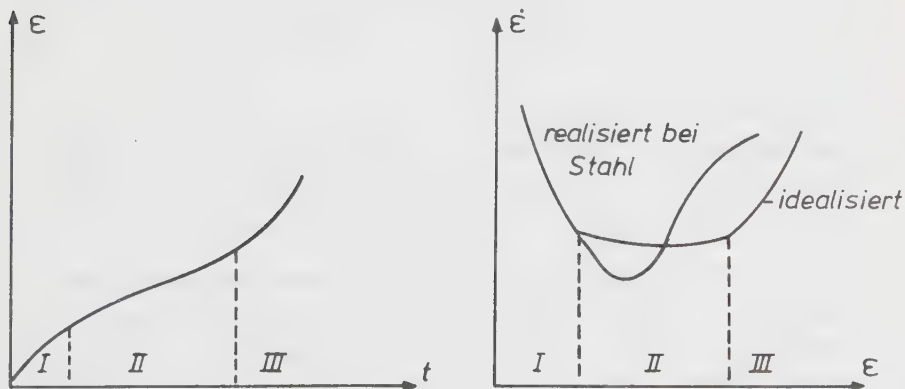


Abb. I. 1: Typische Form der Kriechkurve im Zugversuch

Bei einer solchen Kriechkurve unterscheidet man, abgesehen von der elastischen Anfangsdehnung ϵ_a , im allgemeinen 3 Bereiche, nämlich den Übergangskriechbereich, den stationären Kriechbereich und den tertiären Kriechbereich.

Das Verhalten im Übergangs- und stationären Kriechbereich kann in bekannter Weise durch die Erzeugung und Vernichtung bzw. Immobilisierung von Versetzungen gedeutet werden, während die Zunahme der Kriechgeschwindigkeit im tertiären Kriechbereich nach allgemeiner Ansicht durch die Entstehung und das Wachstum von Poren bzw. Mikrorissen bedingt ist. Selbstverständlich kann eine reale Zeit-Dehnungs-Kurve mehr oder weniger stark von dem in Abb. I.1 skizzierten Idealverhalten abweichen; so entartet bei Stählen der stationäre Kriechbereich oft zu einem Minimum der Kriechkurve $\dot{\epsilon} = f(t)$.

Der stationäre und der tertiäre Kriechbereich sind für Lebensdauervorhersagen besonders wichtig, da einerseits die physikalischen Vorgänge, die zum Bruch führen, in diesen Bereichen ablaufen und andererseits einfache Rechenmodelle für solche Abschätzungen von Eigenschaften im stationären Kriechbereich ausgehen.

Die modellmäßige Erfassung der Kurve $\dot{\epsilon} = f(t, \sigma, T)$ beruht auf der Weiterentwicklung der Grundgleichung der Versetzungsbewegung:

$$\dot{\epsilon} = l/g \cdot \rho \cdot v,$$

wobei für die Versetzungsdichte ρ und die Versetzungsgeschwindigkeit v plausible Werte eingesetzt werden bzw. die Abhängigkeit dieser Werte von verschiedenen Einflüssen geklärt sind. Ausgangspunkt ist dabei stets der stationäre Kriechbereich. Dieses Konzept soll zunächst beibehalten werden.

Im Kapitel II dieser Arbeit werden einige Ergebnisse aus der Literatur zitiert und die Stärken und Schwächen der zugrunde liegenden Modelle diskutiert.

Im Abschnitt III wird dies dann schließlich verglichen mit den Verfahren zur Normung eines bestimmten Stahls. Im Abschnitt IV und V wird schließlich versucht, diese Modelle so weiter zu entwickeln, daß alle 3 Kriechbereiche erfaßt werden können. Besonderer Wert wird darauf

gelegt, daß möglichst wenige nicht meßbare Parameter vorkommen, da diese die Unterscheidbarkeit der einzelnen Prozesse sehr beeinträchtigen.

In Kapitel V werden schließlich die gemachten Ansätze durch Vergleich der berechneten mit den gemessenen Kriechkurven an einigen einphasigen Legierungen (Al 11% Zn, Fe 4% Mo) überprüft.

II Kritische Würdigung vorhandener Ansätze

II. 1. Auswertung der "Kriechgleichungen" $\dot{\epsilon} = f(t, \sigma, T)$

Die hier behandelten Modelle gehen alle davon aus, daß die Grundgleichung der Versetzungsbewegung gilt:

$$(II. 1.) \quad \dot{\epsilon} = 1/g \cdot b \cdot \rho \cdot v,$$

wobei

$\dot{\epsilon}$ = Kriechgeschwindigkeit

g = Geometriefaktor

b = Burgersvektor

ρ = Versetzungsdichte

v = Versetzungsgeschwindigkeit

Es werden dann sowohl für ρ als auch für v entweder experimentell ermittelte Werte oder theoretisch abgeleitete Funktionen eingesetzt.

Aus der Vielzahl der Ansätze (z. B. von Gittus (37-39), Barrett und Nix (36), Friedel (40), Lagneborg (80), Lund und Nix (82), Blum (97), Fuchs und Ilchner (98)) seien zwei herausgegriffen, die

- 1) von einem physikalischen Modell ausgehen,
- 2) sich für eine Erweiterung eignen, so daß sie die Vorgänge unter möglichst vielen Versuchsbedingungen beschreiben und
- 3) mit Erfolg bereits zur Beschreibung von Kriechphänomenen angewandt wurden.

Diese beiden für die Darlegungen der Kap. IV und V besonders geeigneten Modelle sind:

- 1) der Ansatz von Barrett und Nix (1965, Lit. 36) und
- 2) der Ansatz von Gittus (1971 - 1975, Lit. 37 - 39).

Beim Ansatz von Barrett und Nix steht dabei das physikalische Modell im Vordergrund (insbesondere für den stationären Kriechbereich), während bei Gittus die Anwendung der erhaltenen Funktionen auf reale Werkstoffe (Stähle) dominiert. Da die den beiden Ansätzen zugrunde liegenden Vorstellungen teilweise übernommen werden, sollen sie hier etwas ausführlicher behandelt werden.

II. 1.1 Der Ansatz von Barrett und Nix

Barrett und Nix beschränken sich auf den stationären Kriechbereich. Hier wird angenommen, daß die Kriechgeschwindigkeit gegeben ist durch die diffusionsgesteuerte Bewegung von Sprüngen in Versetzungsteilen mit Schraubencharakter. Diese Sprünge ragen ja aus der Gleitebene heraus und sind deshalb nicht mehr gleitfähig, sondern bewegen sich durch An- bzw. Abbau von Leerstellen weiter. Zwar sind in einer Probe auch Versetzungen mit Stufencharakter vorhanden, die sehr viel schneller gleiten können, doch werden sie von Versetzungen mit Schraubencharakter aufgehalten, da sie diese schneiden und danach selbst Teile mit Schraubencharakter enthalten. Es wird in diesem Modell also angenommen, daß alle Versetzungen Teile mit Schraubencharakter und Sprüngen enthalten, und ferner daß die Versetzungen außer an den Sprungstellen frei beweglich sind. Dies gilt zumindest für einphasige Legierungen innerhalb der Körner (bzw. der Subkörner, soweit solche vorhanden sind).

Die auf die Versetzungen ausgeübten Kräfte - und damit deren Geschwindigkeit - lassen sich im stationären Kriechbereich relativ leicht berechnen. Die Bewegung eines Sprungs in einer Schraubenversetzung, d.h. eines kurzen Stücks einer Stufenversetzung hängt ab von der Anzahl der Leerstellen in der Nähe. Theoretisch könnte die Bewegung zwar auch durch An- bzw. Abbau von Zwischengitteratomen erfolgen, jedoch ist deren Konzentration im thermischen Gleichgewicht so gering, daß sie nicht als zeitbestimmender Faktor angesehen werden. Nach Barrett und Nix bzw. Friedel (40) ist es zudem energetisch günstiger, wenn der Sprung sich entlang der Versetzungslinie bewegt, als wenn nicht konservativ Zwischen-gitteratome emittiert werden. Das bedeutet, daß es gerechtfertigt ist, nur Leerstellenabsorption bzw. -emission am Sprung zu betrachten.

Die Kraft, die aufgebracht werden muß, damit ein Sprung in einer Schraubenversetzung sich bewegen kann, ist :

im Fall eines Leerstellen emittierenden Sprungs :

$$(II.1) \quad K_e = \frac{kT}{b} \cdot \ln \frac{C_e}{C_0}$$

im Fall eines Leerstellen absorbierenden Sprungs:

$$(II.2) \quad K_a = \frac{kT}{b} \cdot \ln \frac{C_o}{C_a}$$

In diesen Formeln bedeuten:

K_a bzw. K_e = auf die Versetzungssprünge vom Konzentrationsunterschied der Leerstellen ausgeübte Kraft in N

T = absolute Temperatur in K

k = Boltzmannkonstante = $1,38 \cdot 10^{-23}$ Nm/K

b = Betrag des Burgersvektors in m

C_e = Konzentration der Leerstellen in der unmittelbaren Umgebung eines Leerstellen emittierenden Sprungs

C_a = Konzentration der Leerstellen in der unmittelbaren Umgebung eines Leerstellen absorbierenden Sprungs

C_o = Konzentration der Leerstellen im thermodynamischen Gleichgewicht weit entfernt vom Sprung.

Unter Verwendung früherer Ergebnisse von Rosenthal (41) lassen sich die Leerstellenkonzentrationen in der Nähe des Sprungs ausdrücken als Funktion der Wanderungsgeschwindigkeit des Sprungs; man erhält folgende Beziehungen:

$$(II.3) \quad C_e - C_o = \frac{v_e}{4 \pi D_L b^2} \quad \text{bzw.}$$

$$(II.4) \quad C_a - C_o = \frac{v_a}{4 \pi D_L b^2} \quad \text{mit}$$

D_L = Diffusionskoeffizient für Leerstellen

v_e bzw. v_a = Geschwindigkeit der Versetzungen, bedingt durch Sprünge.

Durch Einsetzen von II. 3 bzw. II. 4 in die Formeln II. 1 und II. 2 erhält man schließlich die Rückhaltekraft des Sprungs auf die Versetzung in Abhängigkeit von der Versetzungsgeschwindigkeit.

Für das folgende wird die Bedingung ausgenützt, daß die Geschwindigkeit der Versetzungen im stationären Kriechbereich gleichförmig, d. h. weder beschleunigt noch verzögert sein soll. Die Rückhaltekraft ist im Gleichgewicht mit der von der äußeren Spannung σ aufgebrachten Kraft; diese ist:

$$(II. 5) \quad K = \frac{\sigma}{g} \cdot b \cdot \lambda$$

Dabei ist $1/g$ der Schmidfaktor und λ die Länge der Versetzungslinie zwischen zwei Sprüngen.

Durch Gleichsetzen und Auflösen kann man nun die Geschwindigkeit der Versetzungen ermitteln; man erhält:

$$(II. 6a) \quad v_e = 4 \pi D_L b^2 C_o \left(\exp \left(- \frac{b^2 \lambda \sigma}{gkT} \right) - 1 \right) \text{ bzw.}$$

$$(II. 6b) \quad v_a = 4 \pi D_L b^2 C_o \left(1 - \exp \left(- \frac{b^2 \lambda \sigma}{gkT} \right) \right)$$

Für das weitere wird nun davon ausgegangen, daß im statistischen Mittel gleich viele Leerstellen absorbierende bzw. Leerstellen emittierende Sprünge vorhanden sind. Die Geschwindigkeit der Versetzungen ist dann eine Linearkombination von v_a und v_e .

Durch Einsetzen in die Grundgleichung der Versetzungsbewegung (II. 1) erhielten Barrett und Nix so das bekannte Hyperbelsinus-Gesetz:

$$(II. 7) \quad \dot{\epsilon}_s = \frac{4 \pi}{g} D \cdot b \left(\frac{b}{a_o} \right)^3 g_s \cdot \sinh \frac{b^2 \lambda \sigma}{gkT}$$

In der Formel II. 7 wurde der Diffusionskoeffizient für Leerstellen D_L bereits nach einfacher Umrechnung durch den Selbstdiffusionskoeffizienten D im Gitter ersetzt.

Ferner bedeuten :

β = Anzahl der Atome/Einheitszelle

a_0 = Gitterabstand

ρ_s = stationäre Versetzungsdichte (beweglich!).

Zum Vergleich dieser Formel mit experimentellen Ergebnissen werden allerdings noch 2 Größen benötigt, die sich nur schlecht messen lassen, nämlich der Abstand der Sprünge λ und die Dichte beweglicher Versetzungen im stationären Kriechbereich ρ_s , bew.·

Beide Größen wurden von Barrett und Nix abgeschätzt.

Die stationäre Versetzungsdichte ρ_{gesamt} kann leicht gemessen werden und zwar sowohl mit Hilfe der Elektronenmikroskopie (TEM) als auch mit Hilfe der Ätzgrübchentechnik. Beide Methoden wurden von Barrett und Nix angewandt, um die Versetzungsdichte ρ_s an verschiedenen Werkstoffen bei mehreren Spannungen zu bestimmen. Für die Anwendung in Formel (II. 7) wird jedoch stets vorausgesetzt, daß alle beobachteten Versetzungen (im Innern der Subkörner) beweglich sind und zumindest Teile mit Schraubencharakter enthalten.

Auch wenn man diese Voraussetzung für den stationären Kriechbereich als erfüllt betrachtet, ergeben sich Schwierigkeiten, da die mit Hilfe der Ätzgrübchenmethode gemessenen Versetzungsdichten etwa um den Faktor 4 unter den mit Hilfe von TEM-Aufnahmen beobachteten Versetzungsdichten liegen, obwohl bei allen Proben auf die Gleichartigkeit der Versuchsbedingungen geachtet wurde. Insbesondere wurden alle Proben bis in den stationären Bereich ($\epsilon \geq 20\%$) verformt.

Barrett und Nix lassen den Schluß zu, daß z. B. mehrere Versetzungen zu einer einzigen Ätzgrube gehören. Aus diesem Grund wird angenommen, daß die Daten, die mit Hilfe der TEM-Technik gewonnen wurden, zutreffend sind.

Die zweite Größe, die ermittelt werden muß, ist die Länge λ des Versetzungslinenelements zwischen den Sprüngen. Diese Größe könnte zwar

aus energetischen Überlegungen nach Ardell bzw. Seeger (75) abgeschätzt werden; man erhielte z.B. für Reineisen einen Wert von etwa 100 nm. Da solche Überlegungen jedoch nur für das thermodynamische Gleichgewicht, weit entfernt von einem Sprung, gelten, schlagen Barrett und Nix einen anderen Weg vor:

Sie tragen die mit Hilfe der Gleichung (II. 7) berechnete Kriechrate $\dot{\epsilon}_s$ in Abhängigkeit von der Spannung mit variablem Parameter λ auf und sehen dasjenige λ als real an, das die Spannungsabhängigkeit der Kriechkurve am besten erklärt. Das entspricht dem schon sehr viel früher bekannten Ansatz:

$$(II. 8) \quad \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d \sigma} = \frac{V}{k T} = \frac{b^2 \cdot \lambda}{k T},$$

wobei V als Aktivierungsvolumen für das Kriechen definiert ist.

Es wurde hier von Barrett und Nix keine Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumen V bzw. des Sprungabstandes λ vorgegeben.

Bei späteren Rechnungen unter wechselnden Versuchsbedingungen müssen hier weitere Überlegungen angestellt werden.

Für das betrachtete Material Fe 3 % Si ist die Anpassung von λ aus der Kriechgeschwindigkeit in Abb. II. 2 gezeigt.

Dabei konnten Barrett und Nix folgendes feststellen:

- 1) Die beste Übereinstimmung des Verlaufs, nicht der Lage der Kurve

$$\dot{\epsilon}_s = f(\sigma) \text{ ergab sich mit } \lambda = 21 \text{ nm}$$

- 2) Für $\lambda = 21 \text{ nm}$ liegt die berechnete Kriechrate $\dot{\epsilon}_s$ um einen Faktor 10 über der beobachteten Kriechrate.

Barrett und Nix erklären dies dadurch, daß nicht alle beobachteten Versetzungen beweglich sind.

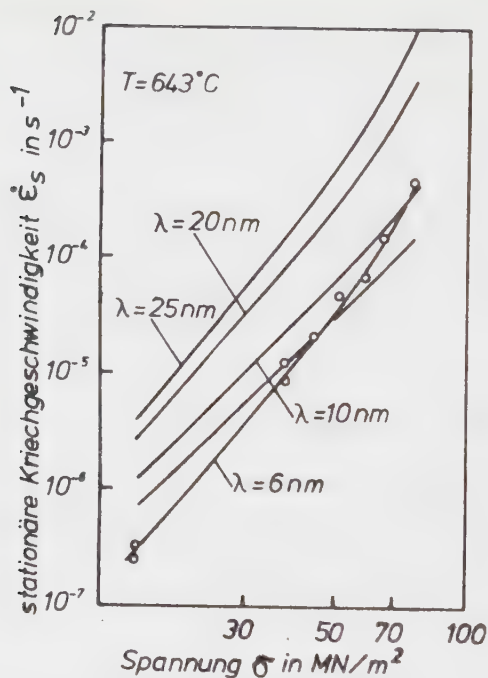


Abb. II. 2: Bestimmung von λ durch Vergleich der experimentell beobachteten Spannungsabhängigkeit mit theoretischen Werten nach (36). Material Fe 3 % Si.

Reduziert man nämlich die Dichte der beweglichen Versetzungen um den Faktor 10, so ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Aus diesem Grund schlugen Barrett und Nix vor, für die Spannungsabhängigkeit der Kriechrate im sekundären Kriechbereich $\dot{\epsilon}_s$ den folgenden Ansatz zu verwenden:

$$(II.9) \quad \dot{\epsilon}_s = A_1 \cdot \sigma^m \cdot \sinh(a_1 \cdot \sigma)$$

mit den Anpassungskonstanten A_1 , m und a_1 .

Dabei wurde die Spannungsabhängigkeit der stationären beweglichen Versetzungsdichte durch ein Potenzgesetz ausgedrückt.

Der Ansatz II. 9 wurde an verschiedenen Materialien (z.B. Al, austenitischer Stahl) bei mehreren Temperaturen mit dem Experiment verglichen, wobei gute Übereinstimmung gefunden wurde. Er ist ähnlich dem rein empirisch durch Anpassung von Kriechkurven gefundenen Ansatz von Garofalo:

$$(II. 10) \quad \dot{\epsilon}_s = A_2^{-m_1} (\sinh(a_2 \sigma))^{m_2}$$

mit den Konstanten A_2 , m_1 , m_2 und a_2 .

Die Kriechformel (II. 7) bzw. (II. 9) hat vor allem 3 Vorzüge gegenüber früheren Ansätzen:

- 1) Sie betrachtet die physikalischen Vorgänge und wurde nicht nur, wie etwa ein Potenzgesetz, rein empirisch gefunden.
- 2) Die Spannungsabhängigkeit wird über weite Bereiche richtig wiedergegeben; insbesondere gilt für

$$\sigma \rightarrow 0 \rightsquigarrow \dot{\epsilon}_s \rightarrow 0 \quad \text{und für größere Werte von } \sigma \text{ gilt:}$$

$$\dot{\epsilon}_s \sim \exp(+\alpha \sigma).$$

- 3) Der Ansatz ist auf viele Werkstoffe bei den verschiedensten Versuchsbedingungen anwendbar.

Der Ansatz hat jedoch auch einige Schwächen aufzuweisen, nämlich:

- 1) Das Modell behandelt ausschließlich den Mechanismus der nicht konservativen Bewegung von Schraubenversetzungen mit Sprüngen. Andere Prozesse, wie z.B. Korngrenzgleiten, das Aufhalten von Versetzungen an Hindernissen, etc. werden nicht betrachtet.
- 2) Aussagen über die Versetzungsanordnung fehlen. Es kann z.B. nicht gleichgültig sein, ob dieselbe Versetzungsdichte ϱ als gleichmäßiges Netzwerk über die gesamte Probe verteilt ist oder ob sich Subkörner mit relativ versetzungsarmen Inneren mit freier Beweglichkeit der dort vorhandenen Versetzungen herausbilden.
- 3) Die abgeleitete Kriechformel gilt nur für den stationären Kriechbereich; der primäre und insbesondere der tertiäre Kriechbereich werden nicht

erfaßt. Das bedeutet aber, daß Bruchphänomene doch nur empirisch erfaßt werden, etwa durch die Bedingung, daß der Bruch des Werkstoffs stets bei $\epsilon_B = \text{const.} = \dot{\epsilon}_s \cdot t_B$ eintritt.

Eine weitergehende Aufgabe wäre z.B. die Erfassung zeitlich veränderlicher Temperaturen und Spannungen.

Für Kriechraten im Übergangskriechbereich und im stationären Kriechbereich hat z.B. Gittus (37 - 39) ein halbempirisches Modell aufgestellt, das insbesondere die zeitliche Änderung von Temperatur und Spannung, wie sie im praktischen Einsatz oft vorkommt, berücksichtigt. Es wird deshalb im folgenden vorgestellt.

II. 1. 2. Das Modell von Gittus

Wie schon Barrett und Nix geht Gittus von der Grundgleichung der Versetzungsbewegung $\dot{\epsilon} = b \cdot g \cdot v$

aus und versucht, für g und v brauchbare Ansätze zu finden. In Lit. (38) wird dieses Modell sogar dreidimensional (nach den 3 Hauptachsen des Spannungstensors) entwickelt; da sich die Grundgedanken jedoch in einfacher Weise an einem eindimensionalen Modell zeigen lassen, wird im Rest dieses Kapitels nur das eindimensionale Modell (37) behandelt. Für die Geschwindigkeit v der Versetzungen verwendet Gittus den empirischen Ansatz:

$$(II. 11) \quad v = b_1 \cdot \sigma^m \exp(-Q/RT),$$

wobei b_1 und m Anpassungskonstante sind und Q die Aktivierungsenergie für das Kriechen darstellt.

Ferner ist zur Anwendung noch die Versetzungsdichte g in Abhängigkeit von Zeit, Temperatur und Spannung zu bestimmen. Gittus versucht, ein halbempirisches Modell anzugeben, das das Kriechen im primären und stationären Bereich beschreibt. Die Zeitabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit wird dabei durch die Zeitabhängigkeit der Versetzungsdichte vorgegeben. Unter der Versetzungsdichte g ist für den Rest des Abschnitts II. 1. 2. stets die Dichte beweglicher Versetzungen $g_{\text{bew.}}$ zu verstehen; da unbewegliche Versetzungen zum Kriechprozeß nichts beitragen, wurden sie in diesem Modell so behandelt, als würden sie nicht existieren. ⁺⁾

Für g (beweglich!) wird dabei bei konstanter Spannung folgende Differentialgleichung verwendet:

$$(II. 12) \quad \frac{dg}{dt} = \frac{dg}{dt}_h + \frac{dg}{dt}_r$$

Dabei ist :

$(dg/dt)_h$ ein Term, der die Verfestigung des Werkstoffs durch die Verformung beschreibt ($= dg/d\epsilon \cdot \dot{\epsilon}$) (hardening) und

$(dg/dt)_r$ ein Term, der das Wieder-Beweglich-Werden von festgehaltenen Versetzungen beschreibt (remobilisation).

⁺⁾ Eine evtl. vorhandene innere Spannung $\sigma^+ \sim \sqrt{g}$ würde hier in dem Potenzgesetz: $v \sim \sigma^m$ berücksichtigt werden.

Experimentelle Ergebnisse von Johnstone und Gillman (1959) (42) zeigen, daß der 1. Term proportional zur Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ im stationären Kriechbereich ist.

Der Ausdruck $(d\varrho/dt)_h$ wird dann beschrieben durch die Beziehung :

$$(II.13) \left(\frac{d\varrho}{dt}\right)_h \sim \dot{\epsilon}_s (\varrho - \varrho_\infty)$$

In dieser Gleichung ist ϱ_∞ die Asymptote, gegen die sich die Versetzungsdichte ϱ nach unendlicher Versuchsdauer bewegen würde, falls festgehaltene Versetzungen nicht durch Klettern wieder beweglich werden (theoretisch $\varrho_\infty = 0$).

Für den zweiten Term gilt:

$$(II.14) \left(\frac{d\varrho}{dt}\right)_r \sim (\varrho_0 - \varrho) \cdot \exp(-Q/RT)$$

Hier ist ϱ_0 die am Anfang des Kriechens vorliegende Versetzungsdichte (beweglich).

Diese Abhängigkeit ist plausibel, da die Remobilisierungsrate ja proportional zur Dichte jener Versetzungen, die nicht mehr beweglich sind, nämlich

$$\varrho_{\text{unbew.}} \sim |\varrho_0 - \varrho|, \text{ ist.}$$

Durch Einsetzen von (II.13) und (II.14) erhält man eine Differentialgleichung, aus der sich die stationäre Versetzungsdichte ϱ_s in Abhängigkeit von ϱ_0 , ϱ_∞ und ϱ_s errechnen läßt.

Weiter läßt sich mit der Randbedingung

$$(II.15) \quad \varrho(t=0) = \varrho_0$$

eine Zeitabhängigkeit für ϱ angeben; man erhält durch Lösen von (II.12):

$$(II.16) \quad \varrho = (\varrho_0 - \varrho_s) \cdot \exp(-\mu t) + \varrho_s.$$

In (II.16) bezeichnet ϱ_s wieder die stationäre Versetzungsdichte und μ ist eine Konstante bezüglich der Zeit, jedoch abhängig von $\dot{\epsilon}_s$ (und damit von der Spannung)

Für alle Konstanten gibt Gittus, z. B. für nichtrostenden Stahl (38) bei $T \approx 700^\circ\text{C}$ bzw. Cadmium ($T = 25^\circ\text{C}$) (37) Werte an, die aus Kriechdaten abgeleitet sind.

Durch Einsetzen in die Grundgleichung der Versetzungsbewegung erhält man Gleichungen für $\dot{\epsilon}$ zu jedem Zeitpunkt t , die dann zu $\epsilon_w = \int \dot{\epsilon} dt$ integriert werden.

Der Vorteil eines solchen Konzepts besteht darin, daß Übergangsphänomene ganz allgemein erfaßt werden. Das bedeutet, daß man Laständerungen, sogar Spannungsumkehr mit diesem Konzept behandeln kann.

Für eine veränderliche Spannung kann man ja für genügend kurze Zeitintervalle die Spannung stets als konstant betrachten. Innerhalb eines solchen Zeitintervalls Δt kann man (bei gegebener Anfangsversetzungsdichte) die Dichte beweglicher Versetzungen, speziell am Ende dieses Intervalls berechnen; man erhält:

$$(II.17) \quad \rho_{Fe} = (\rho_{Fa} - \rho_{Fs}) \cdot \exp(-\mu \Delta t) + \rho_{Fs}$$

In dieser Formel ist Δt die Länge des Zeitintervalls und ρ_e die am Ende und ρ_a die am Anfang des Intervalls vorliegende Dichte beweglicher Versetzungen; der Index F steht für „in Vorwärtsrichtung“ beweglich. Analog zu oben kann man jedoch auch noch berechnen, wie viel Versetzungen am Intervallende festgehalten wurden; es ergibt sich:

$$(II.18) \quad \rho_{Re} = -[(\rho_{Ra} - \rho_{Rs}) \exp(-\mu \Delta t) + \rho_{Rs}] + \rho_{Ra}$$

Der Index R bedeutet, daß eine Versetzung in Vorwärtsrichtung unbeweglich ist. Bei Gittus wird nun davon ausgegangen, daß diese Versetzungen ρ_R in „Rückwärtsrichtung“ beweglich sind, d. h. zu wandern anfangen, wenn die angelegte Spannung umgekehrt wird. Am Ende eines Intervalls i (mit bekannter Anfangsversetzungsdichte: ρ_{Fa} , beweglich in Vorwärtsrichtung und ρ_{Ra} , beweglich in Rückwärtsrichtung) erhält man also Versetzungsdichten ρ_{Fe} bzw. ρ_{Re} am Ende des Intervalls. Für das anschließende Intervall $i+1$ mit einer anderen Spannung als das Intervall i wird angesetzt:

$$\left. \begin{aligned} \rho_{Fa, i+1} &= \rho_{Fe, i} \\ \rho_{Ra, i+1} &= \rho_{Re, i} \end{aligned} \right\} \quad \text{falls } \text{sig}(\sigma_i) = \text{sig}(\sigma_{i+1}) \text{ bzw.}$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_{Fa, i+1} &= \rho_{Re, i} \\ \rho_{Ra, i+1} &= \rho_{Fe, i} \end{aligned} \right\} \quad \text{falls } \text{sig}(\sigma_i) \neq \text{sig}(\sigma_{i+1})$$

Eine solche Vorgehensweise bedeutet, daß ein Verstricken von Versetzungen in Subkorn Grenzen, etc. nicht angenommen wird. Experimentell stellt man fest, daß an Hindernissen festgehaltene Versetzungen bei Spannungsumkehr erst nach einiger Zeit wieder beweglich werden.

Es bleibt noch festzustellen, welche Versetzungsdichte am Anfang des ersten Intervalls in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung beweglich ist; Gittus nimmt für noch nicht gedehntes Material die (theoretisch nicht begründete) Abschätzung

$$(II.21) \quad \vartheta_{Ra1} = \vartheta_{Fa1} = 0,5$$

Obwohl die Annahme, daß bei Spannungsumkehr sich die Rolle der beweglichen und der festgehaltenen Versetzungen vertauscht, sicher nicht vollkommen erfüllt ist, läßt sich mit Hilfe solcher Rechnungen das Kriechverhalten gut beschreiben. Abb. II.3 gibt dafür ein Beispiel, wobei die Spannungen und Dehnungen nach den 3 Hauptachsen des Spannungstensors betrachtet wurden (nach (38)).

Eine weitergehende Aufgabe wäre es, die phänomenologischen Formeln theoretisch zu begründen, so daß auf Anpassungskonstanten möglichst verzichtet werden kann. Ferner wird das Bruchverhalten nicht erfaßt. Das spielt jedoch in (38) keine Rolle, da Gittus sich auf sehr kleine Dehnungen ($\epsilon \leq 0,2\%$) beschränkt.

Für Rechnungen, die Ergebnisse bei größeren Dehnungen oder sogar bis zum Bruch liefern sollen, muß zusätzlich das Phänomen der Porenentstehung bzw. des Porenwachstums betrachtet werden. Im folgenden Abschnitt werden dazu die Ergebnisse aus der Literatur vorgestellt.

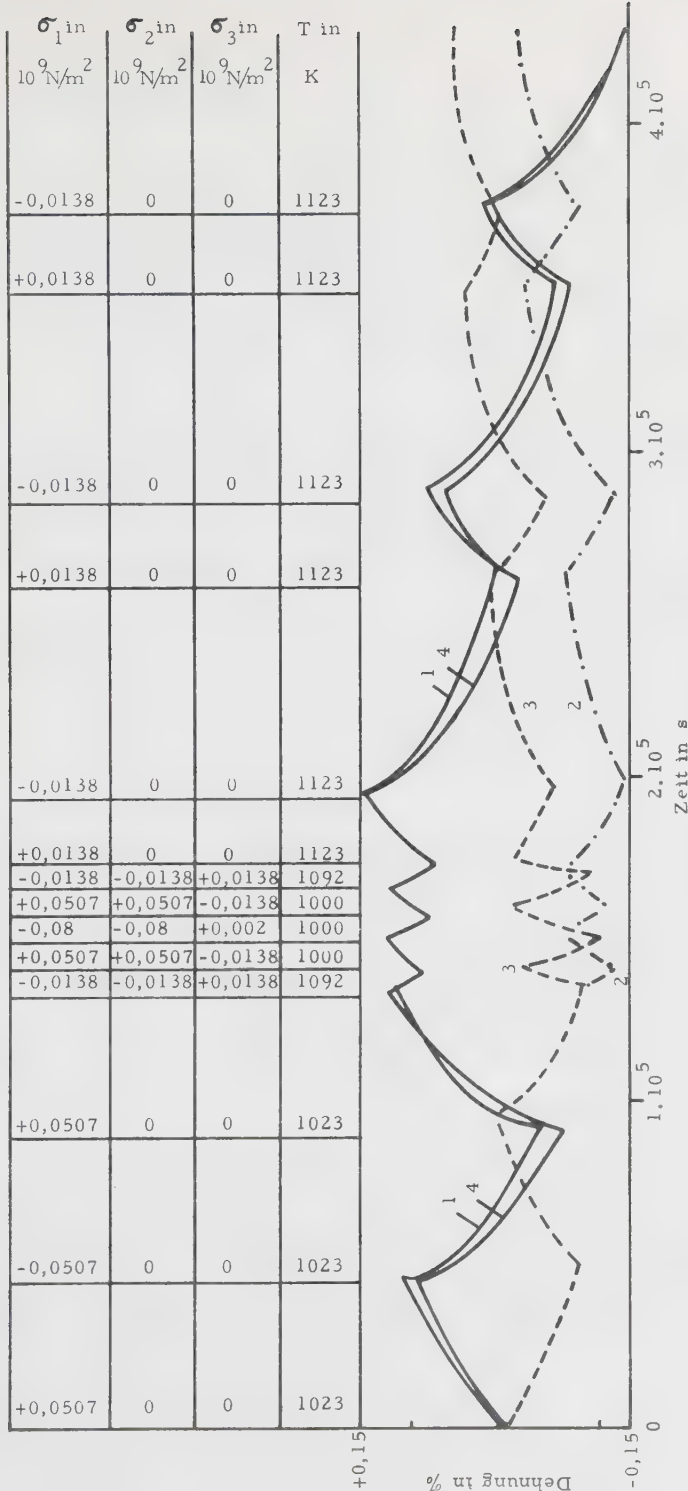


Abb. II. 3: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Kriechkurven an rostfreiem Stahl (Typ 316) nach Gittus (38)

Kurve 1: gemessene Kurve; Kurve 4: berechnete Kurve
(Kurve 2 und 3 wurden nur gemessen, gemessen wurde lediglich der Endwert)
Die Indizes 1, 2 und 3 stellen die Hauptachsen des Spannungstensors dar

II. 2 Kriechbruch-Theorien, angewandt auf die Lebensdauerprognose

Der entscheidende Einfluß von Poren, wie sie in fast allen Kriechbruchtheorien (32, 44 - 49) gefordert werden, besteht darin, daß sie den tragenden Querschnitt der Probe lokal vermindern. Das hat eine Steigerung der Spannung zur Folge, was wiederum bewirkt, daß die Poren noch schneller wachsen, schließlich kleine Risse bilden und damit den Bruch einleiten.

Der Mechanismus der Porenbildung und des Porenwachstums wurde bereits in den fünfziger Jahren theoretisch behandelt und zwar von Herring (50), Greenwood, Hull und Rimmer (44) und Speight und Harris (45).

Wie bereits damals experimentell festgestellt war, bilden sich die Poren sehr bevorzugt auf Korngrenzen (45), da dort die Energiebilanz für deren Entstehen günstiger ist.

Eine Pore wird sich stets bilden, wenn durch die von außen angelegte Spannung mehr Energie aufgebracht werden kann als durch die Bildung neuer Oberfläche verbraucht wird, d.h. wenn gilt:

$$(II, 22) \quad \sigma_n \geq 2\gamma/r$$

Dabei ist:

σ_n = lokale Spannung, senkrecht zur Korngrenze

γ = Oberflächenenergie der Pore

r = Porenradius

Diese Betrachtung zeigt bereits, daß nur Poren mit einem größeren als dem sog. kritischen Radius imstande sind, zu wachsen.

Dieser kritische Radius ist r_c nach obiger Formel:

$$(II, 23) \quad r_c = \frac{2\gamma}{\sigma_n}.$$

Wie bereits angeführt, können genügend große Poren mit $r \geq r_{\text{krit}}$ durch den Mechanismus der Diffusion unter angelegter Spannung wachsen. Die Wachstumsrate wurde bereits von Herring (50) nach den Fickschen Gesetzen berechnet. Da Korngrenzdifffusion schneller verläuft als Volumendifffusion wurde sie als zeitbestimmender Vorgang angesehen; es gilt dann:

$$(II. 24) \quad j = \frac{D_g}{k T \Omega} \cdot \nabla f$$

Dabei ist:

j = Volumenstrom in $s^{-1} m^{-1}$

D_g = Korngrenzdifusionskoeffizient in $m^2 s^{-1}$

Ω = Atomvolumen in m^3

k = Boltzmannkonstante = $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Nm/K}$

T = Temperatur in K

∇f = Gradient des Potentials f an der Porenoberfläche

Weiter gilt nach Herring:

An der Porenoberfläche ist das Potential gegeben durch

$$(II. 25) \quad f = 2 \gamma \Omega / r,$$

weit entfernt von der Pore ist das Potential abhängig von der äußeren Spannung:

$$(II. 26) \quad f = - \sigma_n \Omega$$

Damit erhält man:

$$(II. 27) \quad \nabla f = - \frac{\Omega}{a} \left(\sigma_n - \frac{2\gamma}{r} \right).$$

a = Abstand der Porenmittelpunkte

Durch Einsetzen von (II. 27) in (II. 24) ergibt sich der Diffusionsstrom j . Daraus läßt sich die Volumenänderung der Pore und hieraus - bei Annahme runder Poren - die Radiusänderung berechnen; der Radius einer Pore mit Anfangsradius r_0 ist nach der Zeit Δt angewachsen auf:

$$(II. 28) \quad r = \sqrt{\frac{D_g \cdot d \cdot \sigma_n \Omega}{2 k T a} \Delta t + r_0^2}, \text{ falls } a \gg r$$

In dieser Formel bedeutet d die Breite der Korngrenze.

Um daraus eine Lebensdauer abschätzen zu können, muß man noch Angaben über das Bruchverhalten machen.

Hull und Rimmer setzten in obiger Gleichung $r = 1/2 a$ ein. Dann würden sich die Poren gerade berühren, was als Bruch interpretiert wurde. Hält man an der Vereinfachung $a \gg r$ fest, so ergäbe sich daraus die Zeit bis zum Bruch t_B zu:

$$(II. 29) \quad t_B = \frac{k T a^3}{4 D_g \cdot d \cdot \sigma_n \Omega}.$$

Bei der Ableitung dieses Bruchgesetzes wurde eine einzige Pore mit einer kugelförmigen Einzugszone der Leerstellen mit Radius $a/2$ betrachtet.

Im Anhang der oben genannten Arbeit von Hull und Rimmer wird das gleiche Problem für eine Anzahl gleich weit voneinander entfernten Poren berechnet, wobei die Einschränkung $a \gg r$ nicht mehr gemacht wurde. Das Ergebnis ist eine ganz ähnliche Formel, die mit (II.29) in erster Näherung übereinstimmt.

Die auf diese Weise erhaltenen Formeln (insbesondere II.29) wurden von Hull und Rimmer an Kupfer in zweifacher Weise überprüft:

- 1) Die Spannungsabhängigkeit der Zeit bis zum Bruch wurde bei $T = 410^\circ\text{C}$ und
- 2) Die Temperaturabhängigkeit wurde bei $\sigma = 3,3 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ im Bereich zwischen 700°C und 1200°C beobachtet.

Hull und Rimmer fanden in beiden Fällen gute Übereinstimmung zwischen dem theoretischen und dem experimentellen Verlauf der Kurven $t_B = f(\sigma)$ und $1/T = f(\log t_B)$.

Das vorliegende Konzept wurde von Raj und Ashby (34) erweitert auf nicht runde Poren. Zieht man nämlich die Wechselwirkung der Korngrenzen mit der Oberflächenspannung in Betracht, so ergeben sich diskusförmige Poren; für Poren, die sich am Zusammentreffen mehrerer Korngrenzen oder an Ausscheidungen bilden, ist deren Gestalt komplizierter.

Raj und Ashby gehen jedoch immer davon aus, daß sich die Oberfläche der Poren durch Teile einer Kugel darstellen läßt. In diesem Fall lassen sich nämlich die geometrischen Eigenschaften der Pore durch drei Winkel-funktionen F_v , F_s und F_B darstellen. Dabei ist

$$\begin{aligned}
 (II.30) \quad F_v &= r^{-3} \cdot V \\
 F_s &= r^{-2} \cdot S \\
 F_B &= r^{-2} \cdot B
 \end{aligned}$$

r = Krümmungsradius der Poren

V = Volumen der Pore

S = Oberfläche der Pore

B = Fläche der Korngrenze, die durch die Pore ersetzt wird.

Die Ausdrücke F_v , F_s , und F_B hängen hier noch davon ab, ob sich diskusförmige Poren an Korngrenzen ohne Ausscheidungen (Aussehen wie eine Bikonvexlinse), oder kompliziertere Poren an Tripelpunkten oder Poren an Ausscheidungen (Aussehen wie eine Konvexkonkavlinse) bilden. Durch Einsetzen von II. 30 in die Fickschen Diffusionsgleichungen läßt sich analog wie bei Hull und Rimmer $\frac{dV}{dt}$ ausrechnen; man erhält relativ komplizierte Funktionen in Abhängigkeit von der Temperatur, der Spannung und mehrerer Winkel, die die Gestalt der Poren beschreiben.

Zur Berechnung der Zeit bis zum Bruch muß eine Bedeckungsfunktion der Kornoberfläche mit Poren definiert werden:

$$(II. 31) \quad A(t) = \frac{r_B^2}{a^2},$$

wobei

r_B = Radius der kreisförmigen Projektion der Pore auf die Korngrenze,

a = halber Abstand benachbarter Porenmittelpunkte.

Der Bruch soll, analog zu den Betrachtungen von Hull und Rimmer dann stattfinden, wenn $A(t) = 0,5$ ist.

Die Zeit bis zum Bruch ergibt sich dann zu

$$(II. 32) \quad t_r = \frac{3\sqrt{\pi}}{32} \frac{kT}{\Omega D_g d} \frac{1}{\sigma_n x^{3/2}} \frac{F_v}{F_B^{3/2}} \int_{A_{\min}}^{A_{\max}} \frac{1}{f(A)} dA$$

wobei x die Porendichte, d.h. die Anzahl der Poren pro Korngrenzfläche und $f(A)$ eine Funktion des Bedeckungsgrades der Kornoberfläche mit Poren darstellt. Die Größe $f(A)$ kann numerisch berechnet werden,

Wie in (34) betont wird, ist das Integral in (II. 32) gegenüber Variation von $A_{\max}$ relativ unempfindlich, falls $A_{\max} \geq 0,1$.

Es wurde aus diesem Grund gleich dem Grenzwert von 0,06 gesetzt, der sich durch die Annäherung $A_{\max} \approx 1$ ergibt. Die Unempfindlichkeit des Integrals von (II. 32) gegen Variation von $A_{\max}$ entspricht der Tatsache, daß der Bruch sehr bald erfolgt, wenn die Poren einen größeren Anteil als 10 % der Korngrenzfläche bedecken. Natürlich muß die Porendichte in einem realen Werkstoff keineswegs konstant sein. Auch dieser Fall wurde von Raj und Ashby behandelt. Sie berechneten die Entstehungsrate

von Poren $\frac{dx}{dt}$ durch Betrachtung der Energieverhältnisse bei der Bildung einer wachstumsfähigen Pore.

Dabei ergab sich:

$$(II. 31) \quad \frac{dx}{dt} = \frac{4 \pi \gamma}{\Omega^{4/3} \sigma_n} D_g d \left(1 + \frac{\sigma_n \Omega}{k T}\right) (X_{\max} - X) \cdot \exp \frac{-4 \gamma^3}{(\sigma_n)^2} \cdot \frac{F_V}{k T}$$

Dabei ist $X_{\max}$ eine fest vorgegebene maximale Anzahl möglicher überkritischer Porenkeime und γ die Grenzflächenenergie an der freien Porenoberfläche.

Man erhält nach Integration durch Einsetzen von (II. 31) in die Formel für dr/dt wieder eine Gleichung zur Berechnung der Bruchzeit, die sich durch numerische Verfahren lösen läßt.

Der Wert dieser Betrachtung liegt vor allem darin begründet, daß neben Spannung und Temperatur auch der Einfluß der verschiedensten Parameter untersucht werden kann.

Diese sind:

- 1) Porenform (in Abhängigkeit von den Grenzflächenenergien an der Korn-
grenze)
- 2) Einfluß der Korngröße
- 3) Einfluß der Dichte der Ausscheidungen
- 4) Einfluß der Größe der Ausscheidungsteilchen.

Der Verlauf der theoretisch berechneten Bruchzeiten als Funktion der obigen Parameter stimmt mit dem experimentell ermittelten Verhalten überein.

So wird z. B. die Zeit bis zum Bruch bei Annäherung an runde Poren immer länger. Auch das richtig wiedergegebene Duktilitätsminimum bei der Auftragsart $t_B = f(T)$ ist eine wesentliche Stütze der Theorie. Weiter wird die Abhängigkeit der Zeit bis zum Bruch von der Dichte der Ausscheidungen gut beschrieben (bis $T \approx 1/2 T_S$; T_S = Schmelztemperatur): eine große Anzahl von (relativ kleinen) Ausscheidungen begünstigt die Porenentstehung und verkürzt damit die Zeit bis zum Bruch.

Ferner ergibt sich eine richtige Abhängigkeit von der Größe der Ausscheidungen sowie deren Verteilung (bei gleichem Volumenbruchteil): Große Teilchen erreichen das Duktilitätsminimum bei etwa $0,6 T_S$, bei kleinen Teilchen wird es bei etwa $0,44 T_S$ erreicht, während die Zeit bis zum Bruch beim Übergang von kleinen Teilchen zu großen Teilchen abnimmt.

Zur Kritik dieser Rechnungen ist zweierlei vorzubringen:

- 1) Es wird keine Statistik über die Poren betrachtet, sondern es werden alle Poren als gleich angenommen. Dies ist im Experiment sicher nicht zu realisieren. Da sich die Porenform als empfindliche Eingangsgröße für t_B erweist, ist eine auf solchen Überlegungen basierende Abschätzung schwierig.
- 2) Es wird eine Vielzahl von im Experiment schwer abzuschätzenden Parametern benötigt, so daß ein Werkstoff bereits gut bekannt sein muß, wenn man diese Theorien darauf anwenden will.

Die Vielzahl der Parameter läßt andererseits auch wieder eine gute Anpassung an das Experiment zu.

Diese „Anpassung an das Experiment“ kann jedoch auch durch empirische Formeln erfolgen. Die dabei verwendeten Konstanten sind zwar nicht universell wie in der Theorie von Raj und Ashby, jedoch liefert ein solches Verfahren auch brauchbare Ansätze für neue und bisher unbekannte Werkstoffe. Deshalb sollen im folgenden auch die in der Literatur entwickelten phänomenologischen Ansätze vorgestellt werden.

II.3 Ansätze zur phänomenologischen Beschreibung der Restlebensdauer durch Parameteransätze

Dieses Kapitel soll die empirisch abgeleiteten Funktionen beschreiben, die entwickelt wurden, um den Bruch eines Werkstoffes bei gegebener Beanspruchung voraussagen zu können.

Die meisten Autoren gehen davon aus, daß beim Zeitstandversuch (einachsig, z.B. Zugbeanspruchung) die Aufenthaltszeit im stationären Kriechbereich der zeitbestimmende Anteil ist, da einerseits das Übergangskriechen schnell genug abläuft und andererseits auch der tertiäre Kriechbereich sehr schnell zum Bruch führt. Deshalb wird unter Vernachlässigung des primären und tertiären Kriechbereichs meist von folgendem experimentellen Befund ausgegangen:

$$(II.33) \quad \dot{\epsilon}_s \cdot t_B = \text{const.}$$

Falls kein ausgeprägter stationärer Kriechbereich existiert, sondern, wie oft bei Stählen gefunden, (vgl. Abb. I.1), nur ein Minimum der Kriechrate, so wird statt $\dot{\epsilon}_s$ die Größe $\dot{\epsilon}_{\min}$ zur Abschätzung von t_B verwendet; analog zu (II.33) wird dann angenommen:

$$(II.34) \quad \dot{\epsilon}_{\min} \cdot t_B = \text{const.}$$

In diese Beziehung kann nun die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit von $\dot{\epsilon}_s$ (bzw. $\dot{\epsilon}_{\min}$) eingesetzt werden, im einfachsten Fall etwa nach einem Potenzgesetz

$$(II.35) \quad \dot{\epsilon}_s \sim (\sigma/E)^n$$

σ = angelegte Spannung in N/mm^2

E = Elastizitätsmodul in N/mm^2

n = Spannungsexponent.

Dabei ist allerdings zu beachten, daß n im allgemeinen eine Funktion der Spannung ist; die Gleichung (II.35) gilt deshalb nur in einem beschränkten Spannungsbereich mit konstantem Exponenten n .

Setzt man dies in die obige Beziehung ein, so erhält man:

$$(II.36) \quad \frac{\sigma^n}{E} = C \cdot \frac{1}{t_B}$$

(C = Konstante)

bzw. nach Logarithmieren :

$$(II.37) \quad n \cdot \log(\sigma/E) = -\log(t_B/C)$$

Diese Formel ist in der Literatur als Monkman-Grant-Beziehung bekannt (24). Trägt man also $\log \sigma$ gegenüber $\log t_B$ auf, so sollte sich eine Gerade ergeben. Dies ist näherungsweise auch der Fall, wie sich aus vielen Daten ermitteln läßt. Da jedoch für größere Spannungsbereiche n eine Funktion von σ ist, sind die Kurven leicht gekrümmt. Um dies zu berücksichtigen, wurde von Manson und Coffin (25) die empirische Beziehung verwendet:

$$(II. 38) \quad \epsilon_s \cdot t_B^m = \text{const},$$

wobei der Exponent m nahe an 1 lag.

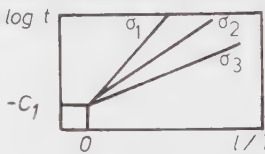
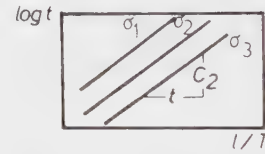
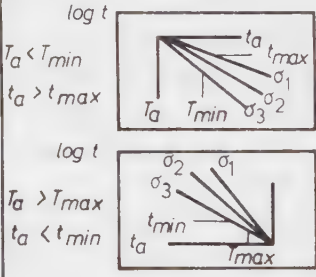
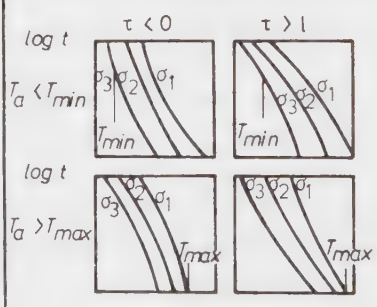
Diese Ansätze liefern jedoch noch immer nicht genaue Resultate, weil der Bruchvorgang offensichtlich durch eine große Anzahl von Prozessen beeinflußt wird.

Die Ansätze zur Verbesserung gehen meist davon aus, daß der Logarithmus der Zeit bis zum Bruch gleich einer (mehr oder weniger intuitiv bestimmten) Funktion der Spannung und der Temperatur gesetzt wird. Es kann also bei diesen Verfahren aus Versuchen bei hoher Spannung und Temperatur und entsprechend kurzer Bruchzeit auf das Verhalten bei kleiner Spannung bzw. niedriger Temperatur geschlossen werden.

Eine Zusammenfassung solcher Verfahren wird z.B. in (26) gegeben. Im folgenden seien einige solche Funktionen zitiert. $P(\sigma)$ ist dabei immer eine Funktion der temperatur-kompensierten Spannung, etwa

$$(II. 39) \quad P(\sigma) = \log(\sigma/E) \cdot \exp(-Q/RT)$$

Die entsprechenden Funktionen sind in der folgenden Abb. II. 4 dargestellt.

Zeit- Temperatur- Parameter	Linien gleicher Zeitstandfestigkeit ($\sigma_1 < \sigma_2 < \sigma_3$)	Ableitung
$P(\sigma) = T(C_1 + \log t)$ nach F.R. Larson und J. Miller		$Q = Q(\sigma)$ $A = \text{konst.}$
$P(\sigma) = \log t - C_2$ nach L.R. Orr, O.D. Sherby und J.E. Dorn		$\dot{\epsilon}_{\min} = A \exp(Q/RT)$ $Q = \text{konst.}$ $A = A(\sigma)$
$P(\sigma) = \frac{\log t - \log t_a}{T - T_a}$ nach S.S. Manson und A.M. Haferd		formal 1)
$P(\sigma) = \frac{\log t - \log t_a}{(1/T - 1/T_a)\tau}$ nach S.S. Manson und W.F. Brown		formal

- 1) Die Indices max. und min. geben die Grenzen des mit Versuchen belegten Bereiches an
verwendete Zeichen: R: allgemeine Gaskonstante, Q: Aktivierungsenergie,
 $\dot{\epsilon}_{\min}$: niedrigste Kriechgeschwindigkeit; C_1 , C_2 , t_a , T_a und τ : Konstanten

Abb.II. 4: Die gebräuchlichsten Zeit- Temperatur-Parameter $P(\sigma)$ nach (26)

Es sind insbesondere :

- 1) Der Parameter nach Larson-Miller (21) : $P(\sigma) = T(C_1 + \log t)$
- 2) Der Parameter nach Orr, Sherby und Dorn (52) : $P(\sigma) = \log t - C_2/T$
- 3) Der Parameter nach Manson und Haferd (23) : $P(\sigma) = \frac{\log t - \log t_a}{T - T_a}$
- 4) Der Parameter nach Manson und Brown (22) : $P(\sigma) = \frac{\log t - \log t_a}{|T - T_a|^{\tau_c}}$

Dabei sind C_1 , C_2 , t_a , T_a und τ_c Konstanten.

Mit solchen Zeit-Temperatur-Parametern lassen sich die Mittelwerte der Zeitstandfestigkeit vieler Stähle in weiten Temperatur- und Spannungsbereichen bereits gut beschreiben.

Aus diesem Grund wird in den ISO-Normen auch vorgeschlagen, Funktionen des Typs 4) zur Abschätzung der Zeitstandfestigkeit heranzuziehen. Eine Übersicht über die in der Literatur untersuchten Stähle und die verwendeten Versuchsbedingungen findet sich z. B. in (53).

Die Unsicherheit solcher Methoden im Einzelfall wird jedoch aus einer Arbeit von Granacher et al. deutlich (26).

Dort werden für die Datenverarbeitungsanlage aus vier verschiedenen Modellfunktionen Polynome mit unterschiedlichen Koeffizienten gebildet. Durch Optimierung der Koeffizienten erhält man für jede Modellfunktion die am besten passenden Parameter. Um solche Modellfunktionen zur Extrapolation zu verwenden, wird aus den vier Modellfunktionen der algebraische Mittelwert, die sog. Mittelwertfunktion gebildet. Dies trägt der Tatsache Rechnung, daß meist ein Mittelwert aus unsicheren Ergebnissen als besser angesehen wird als ein unsicherer Einzelwert.

Tatsächlich lassen sich mit dieser Mittelwertfunktion viele Experimente befriedigend beschreiben.

Eine andere Art von Modellfunktionen versucht, die Einflüsse, die die Zusammensetzung des Material bzw. das Herstellungsverfahren (12) sowie die Wärmebehandlung des Materials (54, 55) mit sich bringt, zu beschreiben. Dies geschieht dadurch, daß eine lineare Beziehung zwischen der Zeitstandfestigkeit (z. B. für 10 000 h) und den Prozentgehalten des Werkstoffs an den einzelnen Elementen angenommen wird. Die erhaltene Zeitstandfestigkeit $\sigma_{B/10\ 000\ h}$ ist deshalb ein gewichtetes Mittel der Zeitstandfestigkeit

reiner Stoffe. Dieses Verfahren wurde von Branch et al (12) besonders auf Chrom-Nickel-Stähle angewendet. Dabei wurde auch Herstellungsart und Wärmebehandlung durch bestimmte Maßzahlen in die Gleichungen eingerechnet. Die Aufstellung von Gleichungen zur Beschreibung der Zusammensetzung erfolgte mit Hilfe von linearer Regressionsanalyse, wobei bei der Optimierung der Fehlerquadrate nur diejenigen Einflußgrößen als unabhängig betrachtet wurden, deren Einführung in die Gleichung mindestens 5 % Abweichung in $\sigma_{B/10\ 000\ h}$ erbrachte.

Die geringe Streuung der so berechneten Werte für die Zeitstandfestigkeit gegenüber den tatsächlich gemessenen Werten ist bemerkenswert. Insofern stellen solche Gleichungen für die Auslegung von Maschinen brauchbare Resultate dar. Dies ist insbesondere bei komplizierter aufgebauten Werkstoffen sinnvoll, weil dort eine theoretische Beschreibung sehr häufig versagt.

Will man die Resultate jedoch auf andere Legierungen übertragen bzw. für den Einsatz technischer Werkstoffe verwenden, so ergeben sich folgende Unsicherheiten bzw. Schwierigkeiten:

- 1) Die Abhängigkeit des Zeitstandverhaltens von der Zusammensetzung der Werkstoffe wird möglicherweise durch nicht lineare Parameter beschrieben; ferner ist es bei Übertragung der Resultate auf andere Werkstoffe fraglich, ob alle Parameter erfaßt werden, da ja nur Einflußgrößen berücksichtigt wurden, die mindestens 5 % Abweichung in $\sigma_{B/10\ 000\ h}$ des getesteten Werkstoffes ergeben.
- 2) Der im praktischen Einsatz notwendige Temperatur- und Spannungsbereich kann vom untersuchten verschieden sein.
Es ist bereits notwendig, vorsichtig zu sein, wenn Temperatur und Spannung in der Nähe der untersuchten Grenzen liegen, da dort sich Abweichungen naturgemäß am stärksten auswirken.
- 3) Es ist überhaupt nicht geklärt, wie sich wechselnde Beanspruchung, evtl. mit Haltezeiten bei gegebener Spannung auswirkt.
Für den letzten Punkt wurden jedoch in der Literatur einfache Formalismen entwickelt, die eine Berücksichtigung wechselnder Spannungen, d.h. eine Beschreibung des Ermüdungsverhaltens gestatten. Dies wird im nächsten Abschnitt betrachtet.

II. 4 Einfache Ansätze zur Beschreibung des Kurzzeit-Ermüdungsverhaltens bei wechselnder Beanspruchung

Solche Probleme können zunächst mit dem gleichen Rechenformalismus beschrieben werden, wie in II.1 dargelegt (s. Gittus, 37-39). Man erhält letzten Endes wieder eine Kurve $\epsilon(t)$ und eine weitere Kurve für den Bedeckungsgrad mit Poren $B(t)$. Durch Kombination beider Kurven kann man wieder den Zeitpunkt des Bruchs ermitteln.

Besonders bei Versuchen mit veränderlicher Temperatur leidet die Genauigkeit der Beschreibung jedoch unter der Idealisierung, daß Temperatur bzw. Spannung über die Zeitintervalle der Änderung (Aufheizen bzw. Abkühlung bzw. Lastwechsel) als konstant angenommen wird, so daß die Ergebnisse um so ungenauer werden, je mehr Lastwechsel pro Zeiteinheit durchgeführt werden. Dieses Verhalten wird in der Abb. II. 5 deutlich gemacht.

Ferner müßte auch noch Erholung, wie sie bei Beanspruchungsarten wie in Abb. II. 6 während der Haltezeiten auftreten kann, berücksichtigt werden. Da die Berechnung besonders bei großen Lastwechselzahlen auf diese Weise zu kompliziert und zu ungenau würde, wird das Ermüdungsverhalten meist phänomenologisch beschrieben. Bei den aus Erfahrungswerten gewonnenen Kurven wird dabei die Spannung gegenüber der Lastspielzahl, die bis zum Bruch bzw. bis zu einer erkennbaren Veränderung der Eigenschaften führt, aufgetragen.

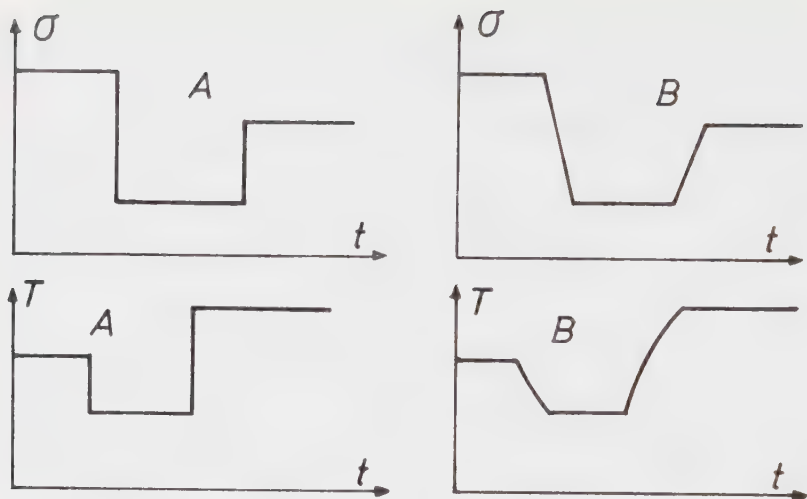
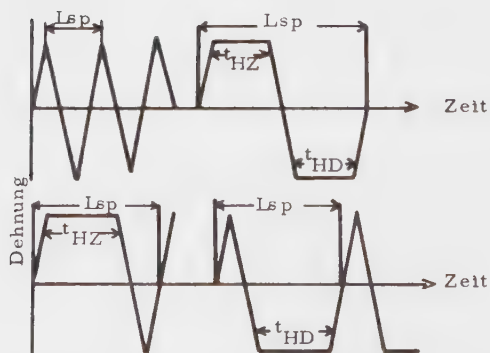


Abb.II.5 a: A) Idealisierter und B) tatsächlicher Verlauf der Prüfspannung und Prüftemperatur bei Spannungs- bzw. Temperaturwechsel



Es bedeuten: L_{sp} : Lastspiel; t_{HD} : Haltezeit im Druckbereich;
 t_{HZ} : Haltezeit im Zugbereich

Abb.II.5 b: Schematische Darstellung möglicher Lastspielformen

Einen Ansatz, solche Phänomene zu erfassen, bietet die Lebensdauerregel von Robinson (28) :

$$\sum_i t_i = t_B \quad \text{bzw.}$$

(II. 40)

$$\int \frac{1}{t_{B,i}} dt = 1$$

i = Zeit unter Spannung bzw. Temperatur i

$t_{B,i}$ = Zeit bis zum Bruch, falls Spannung σ_i bzw. Temperatur T_i vorliegt.

Dabei ist die Zeit bis zum Bruch $t_{B,i}$ wieder eine Funktion der zeitveränderlichen Spannung und Temperatur, im Formelzeichen :

$$(II. 41) \quad t_{B,i} = f(\sigma_i(t), T_i(t) \dots).$$

Das bedeutet, daß zeitlich lineare Schadensanhäufung angenommen wird. In einer solchen Darstellung wird jedoch keineswegs etwa eine Haltezeit oder eine Modifikation hiervon berücksichtigt, wie sie im technischen Einsatz durchaus vorkommen (vgl. Abb. II. 5).

Trotzdem liefert die Lebensdauerregel nach leichter Abänderung gute Ergebnisse, wie Wiegand, Granacher und Sandner gezeigt haben. Dabei wird von der Überlegung ausgegangen, daß die in obiger Formel beschriebenen Teillaufzeiten t_i ja nicht unbedingt linear in die Bruchzeit eingehen müssen. Der einfachste Ansatz ist deshalb, eine „Mittelungskonstante“ C einzuführen, so daß

$$\int \frac{dt_i}{t_B} = C < 1.$$

Da $C < 1$, werden bei Temperatur- und Lastwechsel die auftretenden Strukturveränderungen (im Mittel) berücksichtigt; je kleiner die Temperatur- und Lastwechsel sind, um so näher liegt C bei 1, wobei sich obige Formel dann auf die experimentelle Bestimmung der Bruchzeit bei vorgegebener Spannung reduziert.

Die Konstante C wird von Wiegand und Granacher aus experimentellen Daten gefittet und für mehrere Stähle in Abhängigkeit vom Spitzenanteil der Temperatur bzw. Spannung (nur Temperatur- bzw. Spannungssprünge zwischen zwei fest vorgegebenen Werten) angegeben.

Der Nachteil des geschilderten Verfahrens liegt jedoch darin, daß die Konstante C von der Art der Versuchsführung, d.h. von der Größe des Temperatur- und Spannungssprungs sowie vom Anteil der Spitzenbelastung abhängt.

Das bedeutet aber, daß die Konstante C aus Langzeitversuchen beim gleichen Material und unter gleichen Versuchsbedingungen bestimmt werden muß.

Außerdem hat man keinerlei Vorstellung über die physikalische Bedeutung der Konstanten, so daß eine evtl. nebensächlich erscheinende Änderung der Versuchsbedingungen deren Wert drastisch verändern kann. Bei nur relativ wenigen Lastwechseln ist es deshalb vorzuziehen, den Bedeckungsgrad der Kornoberfläche durch Poren (siehe II. 2) intervallweise zu berechnen und so zu einer Abschätzung der Lebensdauer zu kommen.

II.5 Einige Bemerkungen zum Werkstoffverhalten unter Neutronenbestrahlung

Hochwarmfeste Werkstoffe haben eine besonders große Anwendung im Kraftwerks- und Reaktorbau erlangt (56-60). Aus diesem Grund sollen hier noch einige Fragestellungen aus der Literatur in Bezug auf das Werkstoffverhalten unter Neutronenbestrahlung behandelt werden. Unter Werkstoffverhalten seien hier insbesondere die mechanischen Eigenschaften verstanden.

Die mechanischen Werkstoffeigenschaften können sich in umfangreicher Weise durch die Neutronenbestrahlung ändern. Es zeigt sich hier ein analoger Zusammenhang wie nach einer Kriechbeanspruchung :

Die Härte nimmt zu, die Duktilität nimmt ab, das Material wird spröder. Solche Eigenschaftsänderungen werden als Strahlenschaden bezeichnet. Als Maß des Strahlenschadens dient die Härteänderung (H V 30) nach dem Ausbau der Probe (also nicht mehr unter Bestrahlung) gegenüber dem unbehandelten Material.

Solche Strahlenschäden sind auf mehrere Einzeleffekte zurückzuführen. Durch Stoß eines Neutrons mit den Atomen der bestrahlten Materie können dabei folgende Produkte entstehen:

- 1) Zwischengitteratome
- 2) Leerstellen (falls die Stoßenergie des Neutrons ausreicht, um ein Atom aus dem Gitter vollständig zu entfernen)
- 3) Frenkelpaare
- 4) Atome eines Elements mit einer um 1 größeren Massenzahl durch Einfang eines Neutrons (evtl. radioaktiv).

Der wichtigste Prozeß ist hier die Entstehung von Paaren Leerstelle-Zwischengitteratom, den sog. Frenkel-Paaren.

Im folgenden soll kurz und in sehr vereinfachter Form dargelegt werden, wie solche Probleme von der Anwenderseite her gelöst werden.

Bei der Bestimmung eines Strahlenschadens in einem Reaktor stellen sich vor allem 2 Probleme:

- 1) Der Neutronenfluß ist über die Reaktoreinbauten nicht konstant, sondern ist in komplizierter Weise von der Abschirmgeometrie abhängig.
- 2) Die Anzahl der entstehenden Frenkel-Paare ist abhängig von der Zusammensetzung des Neutronenspektrums am Ort der Entstehung.

Beide Probleme sind für die Theorie des durch den Strahlenschaden induzierten Werkstoffverhaltens ziemlich uninteressant, obwohl sie bei der praktischen Berechnung eine große Rolle spielen (siehe z. B. 61-63).

Es ist in diesem Zusammenhang auch nur interessant, eine relative Aussage über den Strahlenschaden zu errechnen.

Das hat folgenden Grund :

Man kann an einem bestimmten Ort im Reaktor eine Probe gleichen Materials anbringen, die durch den dort herrschenden Neutronenfluß bestrahlt wird.

In regelmäßigen Intervallen kann man nun davon Proben entnehmen und auf mechanische Kenngrößen untersuchen. Lediglich das Material in einiger Entfernung davon war anderen Fluenzen ausgesetzt, so daß dort auch andere Schädigungen auftreten.

Das Problem wird im allgemeinen deshalb so gelöst, daß man sich eine Schädigungsfunktion F definiert, die zur Änderung der Werkstoffeigenschaften proportional ist.

Diese Schädigung wird durch einen Wirkungsquerschnitt σ^* ¹⁾ und die in einem bestimmten Zeitraum absorbierten Neutronenfluenz ϕ (Einheit : $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) beschrieben; im Formelzeichen:

$$F = \sigma^* \cdot \phi = \sum \sigma_i^* \phi_i \quad 1)$$

wobei σ_i^* die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse bei dem betrachteten Material für die Neutronenenergien i sind.

Der Neutronenfluß am Ort der Probe läßt sich entweder durch Messung oder durch Rechnung abschätzen; ein Beispiel für die Flußverteilung über der Energie in der Kernumfassung eines heute üblichen Druckwasserreaktors zeigt Abb. II. 6.

Die Wirkungsquerschnitte für die Funktion F ($0 \leq F \leq 1$) können nach den einschlägigen Methoden berechnet werden; diese Methoden werden z. B. in (63) beschrieben.

1) Üblicherweise wird in der Literatur der Wirkungsquerschnitt mit σ bezeichnet. Um Verwechslungen mit der Spannung σ zu vermeiden, wird der Wirkungsquerschnitt hier mit σ^* bezeichnet.

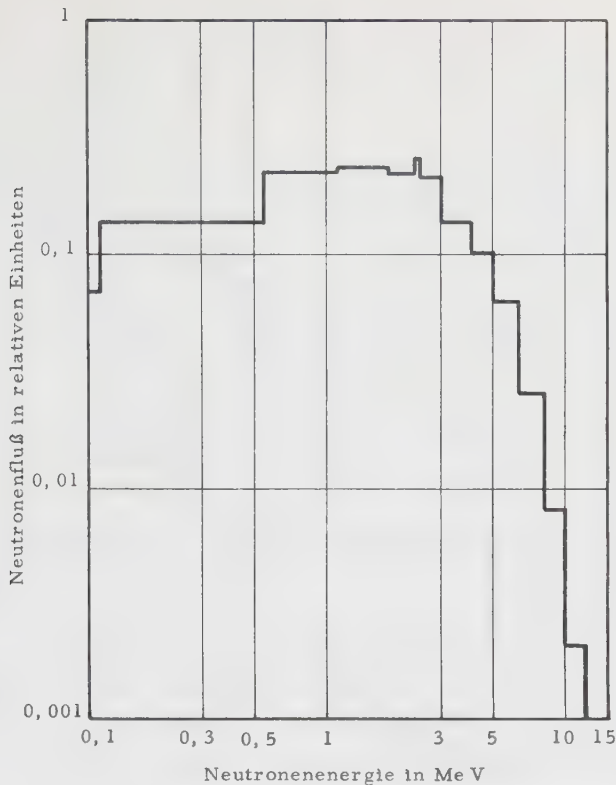


Abb. II. 6: Neutronenfluß ϕ an der Probenahme Stelle in einem Druckwasserreaktor nach (59)

Bei der Berechnung geht man im Prinzip so vor, daß man bei einer bestimmten Neutronenenergie den Wirkungsquerschnitt aus dem Verhältnis der absorbierten Energie zur Schwellenergie der betrachteten Reaktion in einem bestimmten Material berechnet. Ein Beispiel für einen so berechneten Wirkungsquerschnitt in austenitischem Stahl zeigt die Abb. II. 7.

In der Literatur existieren umfangreiche Tabellen von σ^* für die einzelnen Prozesse, wobei aus Sicherheitsgründen die empfohlenen Werte meist höher liegen als die Mittelwerte der Messungen.

Ein Beispiel für eine daraus enthaltene Schädigungsfunktion für die Frenkel-paarbildung in einigen stählernen Komponenten eines Druckwasserreaktors enthält Abb. II. 8 (entnommen aus (59)).

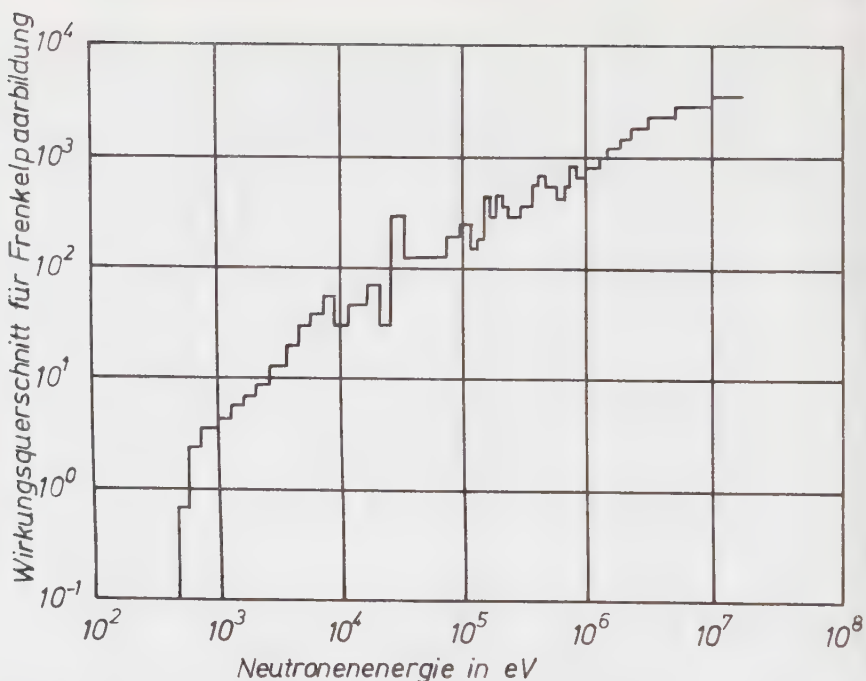


Abb. II. 7: Wirkungsquerschnitt für Stahl (72 % Fe, 18 % Cr, 10 % Ni) nach (59)

Man erhält also mit Hilfe der Schädigungsfunktion die Anzahl der Frenkel-paare pro Volumeneinheit. Solche Frenkel-paare können nun wieder als Hindernisse für die Versetzungsbewegung aufgefaßt werden, wodurch die Eigenschaftsänderungen theoretisch gedeutet werden. Es lassen sich auf eine Probe, die Neutronenstrahlen ausgesetzt war und dann z.B. einem Zugversuch unterworfen wird, die gleichen Formeln anwenden wie auf eine Probe, die in einer Apparatur vorverformt wurde;

Formeln s. Abschnitt II. 1 und II. 2.

Zur Kritik des Verfahrens ist zu sagen, daß es zwar einerseits brauchbare Resultate für den einzelnen Werkstoff liefert und deshalb für die Sicherheitsprüfung unerläßlich ist, daß es aber andererseits keine Übertragung auf andere Werkstoffe gestattet und, wie jedes phänomenologische Verfahren, keinen Ansatzpunkt für eine theoretisch tiefergehende Erklärung bietet.

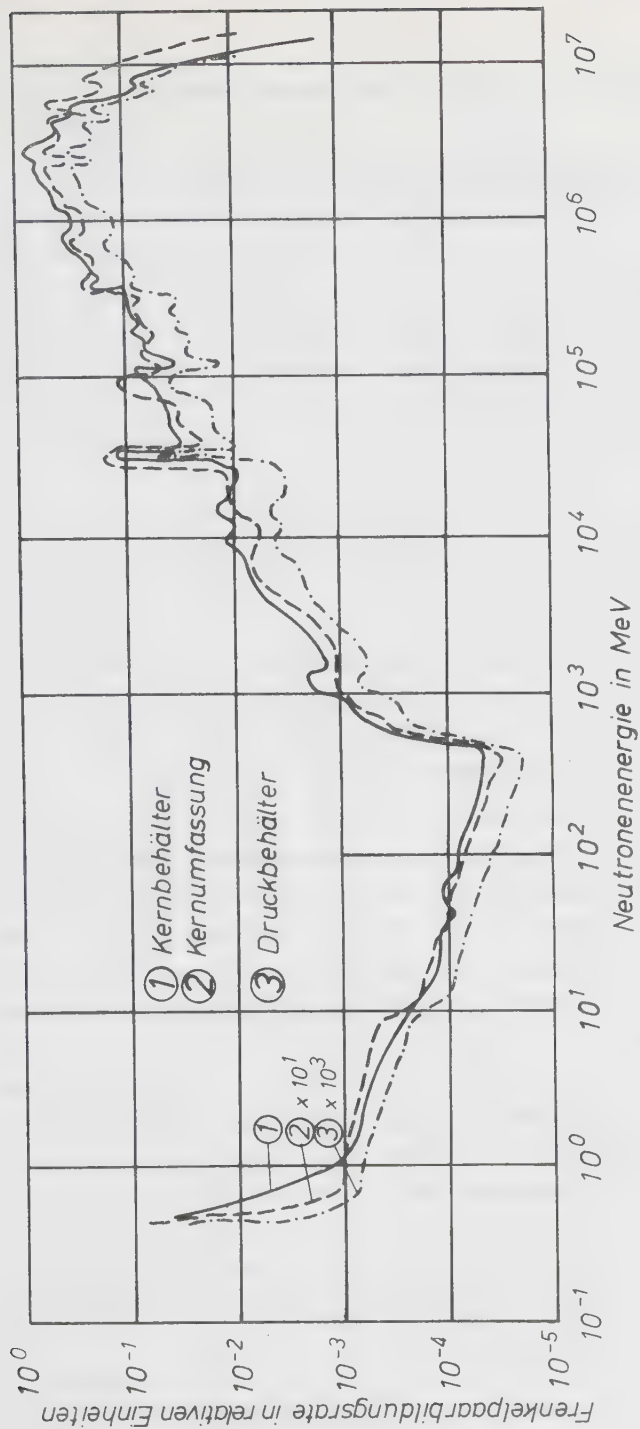


Abb. II. 8 : Frenkelpaarbildungsrate in Stahl nach (59)

III. Derzeitiger Stand der Normung, Abnahmeprüfung und Überwachung

III. 1 Vorhandene Vorschriften und ihr Bezug auf den in Abschnitt II dargelegten wissenschaftlichen Kenntnisstand

In diesem Abschnitt werden die Normen bei der Abnahmeprüfung und Überwachung aufgeführt und ihr Bezug zum Versuch wird diskutiert. Diese Normung soll vor allem an Hand des Zug- und Druckversuchs besprochen werden. Bis zum Jahr 1975 galten in der Bundesrepublik Deutschland dafür die Normen DIN 50 106, 50 112, 50 143, 50 144 und 50 146. Im Mai 1975 wurden die Normblätter vom Fachnormenausschuß Materialprüfung neu bearbeitet. Seitdem gilt für den Zugversuch die Norm DIN 50 145 (Ersatz für 50 112, 50 143, 50 144, 50 146). Diese DIN-Normen lehnen sich sehr stark an die internationale Norm ISO 82 sowie die internationalen Empfehlungen ISO/R 190, ISO/R 205, ISO/R 400 und ISO/R 783 an. Auch die in Amerika verwendeten ASTM - Normen vom 7. Oktober 1975 sind inhaltlich ganz ähnlich. Aus diesem Grund werden die Vorschriften bezüglich der Vorgehensweise bzw. der Standardisierung an Hand der DIN-Norm 50 145 (64) besprochen. Die folgenden Ausführungen beziehen sich alle auf diese DIN-Norm.

In diesen Vorschriften wird vor allem das experimentelle Vorgehen beim Zeitstandversuch sowie die Probenform und Belastungsart festgelegt. Für die Probenform wird z.B. gefordert, daß die Meßlänge l mindestens den dreifachen Durchmesser d der Probe haben muß. Für Versuche mit laufender Dehnungsmessung wird ein Meßlängenverhältnis von mindestens $l : 5$ empfohlen. Dies entspricht einem kurzen Proportionalstab nach DIN 50 125.

Ferner sind Rillen bzw. Gewinde nur im Stabkopf zulässig, wobei das Verhältnis von Prüfquerschnitt zum kleinsten Querschnitt im Stabkopf mindestens $1 : 1,5$ betragen muß, um bei kerbempfindlichen Werkstoffen Brüche im Stabkopf zu vermeiden.

Die Forderung, daß die Länge der Probe ein bestimmtes Mehrfaches des Stabquerschnitts (bei Zug- oder Druckversuchen) betragen muß, ist auch verständlich; würde man nämlich zu kleineren Meßlängen übergehen, so treten mehrere Schwierigkeiten auf:

- 1) Die gleiche Belastung über den Probenquerschnitt ist immer schwieriger herzustellen.
- 2) Es ist kaum zu vermeiden, daß sich in kurzen und daher dicken Stäben ein verstärkt dreiachsiger Zustand ausbildet, der dann schwierig zu erfassen ist und die Ergebnisse zumindest unnötig kompliziert.

Andererseits wird man jedoch mit dem Verhältnis Länge : Durchmesser auch nicht einen gewissen, durch die Stahlsorte vorgegebenen Wert überschreiten können, da sonst kaum eine gleichmäßige Dehnung zu erreichen ist, weil nämlich z.B. Ausscheidungen inhomogen verteilt sind, weil sich z.B. zufälligerweise Poren an bestimmten Stellen zusammenlagern und dann zum Bruch führen können. In der Technik ist man jedoch gerade an Dehnungen interessiert, die noch wenig Lebensdauer verbraucht haben, d.h. man wählt Spannungen bzw. Dehnungsgeschwindigkeiten, bei denen das Minimum der Kriechkurve $\dot{\epsilon} = f(\epsilon)$ noch nicht erreicht oder gar überschritten wurde. Will man außerdem bei gegebener Spannung die Zeit bis zum Bruch bestimmen, so ist dabei das Verhältnis Länge : Durchmesser anzugeben, da bei starken Abweichungen vom kurzen Proportionalstab die Ergebnisse davon abhängen können.

Ferner ist darauf zu achten, daß die Belastung gleichförmig ($\pm 1\%$) und auch stoßfrei aufgebracht werden kann, wobei Einrichtungen mit direkter Gewichtsbelastung mit oder ohne Hebelübersetzung zu bevorzugen sind, da jeder zusätzliche Übertragungsmechanismus eine Fehlerquelle darstellt. Auch die Forderung der stoßfreien Belastung ist von der Theorie her verständlich: Durch jeden Stoß werden lokal Versetzungen erzeugt, die sich dann ausbreiten und die Kriechgeschwindigkeit beeinflussen können. Würde man z.B. mit zehnfacher Belastung kurzzeitig einen Stoß ausführen, so hätte dies zur Folge, daß sich das Werkstück so verhalten würde, als ob es bereits eine Vorbelastung durchgemacht hätte (vgl. die Formeln in Abschnitt II. 1). Das würde weiter bedeuten, daß man zumindest den technisch wichtigen Übergangsbereich stark abkürzen würde.

Ein besonderes Kapitel dieser Vorschriften befaßt sich mit den Einrichtungen für die Erwärmungs- und Dehnungsmessung. Insbesondere ist darauf zu achten, daß das Umgebungsmedium den Werkstoff nicht verändert. Das bedeutet z. B., daß man bei hohen Temperaturen mit den meisten Stählen nicht unter oxidierender Atmosphäre arbeiten kann, da sich sonst Randschichten bilden, die andere Eigenschaften aufweisen als der mittlere Teil der Probe. Das würde aber bedeuten, daß man nicht mit dem vorgegebenen Versuchsquerschnitt arbeitet, sondern mit einem anderen effektiven Querschnitt, da sich die Randschichten ja anders verhalten als die unbehandelte Probe. Besondere Sorge ist auch dafür zu tragen, daß die Temperaturunterschiede über die Probenlänge nicht zu groß sind. Es ist vorgeschrieben, daß die maximalen Temperaturschwankungen über die Probe - und über die Versuchsdauer - bei Versuchen bis 100°C höchstens $\pm 1^{\circ}\text{C}$ und darüber höchstens $\pm 1\%$ der Prüftemperatur betragen. Für Eichproben gelten sogar noch strengere Bestimmungen:

bis 100°C : $\pm 1^{\circ}\text{C}$

bis 400°C : $\pm 2^{\circ}\text{C}$

über 400°C : $\pm 3^{\circ}\text{C}$.

Diese Vorschriften sind nach Meinung des Verfassers sogar strenger einzuhalten als mechanische Kenngrößen. Der Grund dafür ist, daß die Kriechgeschwindigkeit von der Temperatur exponentiell mit $\exp(-Q/RT)$ abhängt, während die Spannungsabhängigkeit zumindest bei den technisch interessanten relativ kleinen Spannungen durch ein weniger stark variiierendes Potenzgesetz ausgedrückt werden kann.

Für die Dehnungsmessung werden Meßgeräte mit der üblichen Meßuhrgenauigkeit für ausreichend angesehen. Jedoch ist auch bei diesen Apparaturen auf gleichbleibende Temperatur zu achten, d. h. Luftströmungen und Temperaturschwankungen sind zu vermeiden.

Wird die Meßlänge an einem ausgebauten Werkstück bestimmt, so darf die Abkühlungsgeschwindigkeit nicht zu groß sein; insbesondere ist Preßluft oder Wasserabkühlung unzulässig. Der Grund dafür ist, daß man sonst

Gefügezustände mit einer höheren Temperatur, als sie RT entspricht, sozusagen einfriert. Genauer ist zu messen, falls die Kriechgeschwindigkeit aufgezeichnet werden soll. Es müssen hierbei Dehnungsänderungen von $\Delta \epsilon = 0,001 \%$ ermittelt werden können.

Bei der Durchführung von Kriechexperimenten oberhalb von RT ist die Probe zunächst unbelastet mindestens 20 h auf Temperatur zu halten. Damit soll sichergestellt sein, daß eine Änderung der Werkstoffeigenschaften nur durch die Belastung zustande kommt und nicht durch den Temperaturwechsel (z. B. Gefügeänderungen bei Temperaturwechsel, Ausscheidungen etc.).

Die Auswertung der Versuche erfolgt in Form von sog. Zeit-Dehn-Linien, wie sie schon in der Einleitung aufgezeigt wurden. Es ist dabei die Angabe der Festigkeit, bezogen auf den Anfangsquerschnitt der Probe bei RT sowie die Angabe der Bruchdehnung und Brucheinschnürung nach völligem Erkalten der Probe vorgeschrieben.

Zur Ermittlung der Zeitdehngrenzen werden die Zeitdehnlinien in ein Zeitstandschaubild eingetragen, wobei doppelt logarithmisches Papier verwendet werden soll. Dies trägt bereits der früher beschriebenen Monkman-Grant-Beziehung Rechnung, wenn man schreibt:

$$(III. 1) \quad \dot{\epsilon}_s \cdot t_B = \sigma^n \cdot t_B = \text{const.}$$

Hier ist ϵ_s die stationäre Kriechgeschwindigkeit, die durch $\dot{\epsilon}_{\min}$ ersetzt wird, falls sich kein stationärer Bereich, sondern nur ein Minimum in $\dot{\epsilon}$ herausbildet.

Dasselbe Verfahren kann angewendet werden, wenn nicht die Bruchzeit, sondern die Zeit bis zu einer bestimmten Dehnung, etwa $\epsilon = 2 \%$, interessiert, wobei dann

$$(III. 2) \quad \dot{\epsilon}_{\min} \cdot t_{0,02} = \sigma^n \cdot t_{0,02} = \text{const.}$$

gesetzt wird. Es zeigt sich, daß für bestimmte Stahlsorten eine Genauig-

keit von $\sigma_{\epsilon, t}$ bzw. σ_{tB} von etwa 20 % erreicht wird. Das bedeutet einen erheblichen Unsicherheitsfaktor bei der zeitlichen Extrapolation solcher Linien.

Die Extrapolation von Zeitstandfestigkeiten über den zeitlichen Meßbereich hinaus soll möglichst nur innerhalb derselben Größenordnung, höchstens jedoch bis zu einer Zehnerpotenz vorgenommen werden. Extrapolierte Werte sind durch Einklammerung zu kennzeichnen. Für die Bruchdehnung und Brucheinschnürung sind Extrapolationen überhaupt nicht zulässig. Damit wird der Sicherheitstechnik Rechnung getragen. Zu große und damit unsichere Extrapolationswerte sollen vermieden werden, da die theoretischen Ansätze noch nicht so weit entwickelt sind, um genauere Aussagen zu gestatten. Dies gilt ganz besonders für neue Werkstoffe. Das bedeutet aber, daß hier von der theoretischen Seite her ein zutreffendes Modell für die Bruch Eigenschaften vorgegeben werden muß. Dieses Modell muß auch statistische Züge berücksichtigen, da die Probe ja an der „schwächsten Stelle“ brechen wird und der Bruch damit auch statistisch beeinflußt ist.

Bei der Angabe von Zeitstandlinien ist auch die Angabe der Beanspruchungsart, d.h. ob Zug-, Druck- oder Torsionsbelastung, unumgänglich. Schon dies ist ein Hinweis darauf, daß die tatsächlich zu Grunde liegenden physikalischen Formeln zur Beschreibung der Kriechgeschwindigkeit, zumindest bei den technischen Werkstoffen mit ihrer Vielzahl an Komponenten und Einzelprozessen, äußerst kompliziert sind, wobei nur die Gesamtheit der Prozesse, jedoch nicht der einzelne Vorgang, erfaßt werden kann.

Im Prüfbericht sollen schließlich noch folgende Größen angegeben werden:

- Zusammensetzung und Vorgeschichte des Werkstoffs sowie Probenahme und Vorbehandlung der Probe
 - Festigkeitseigenschaften bei RT (z.B. σ_B , σ_s bzw. $\sigma_{0,2}$, HB oder HV)
 - Prüftemperatur
 - Zeitstandschaubild
- sowie Einzelwerte des Zeitstandverhaltens, wobei die Werte abgerundet werden.

Die Unsicherheit bei den Extrapolationen der gemessenen Werte verdeutlicht die Abb. III. 1. Diese Extrapolationen werden auf phänomenologischer Basis durchgeführt und beruhen deshalb darauf, daß man eine passende Kurve durch die Meßpunkte legt und diese grafisch verlängert. Aus diesem Grund wird man nämlich außerhalb des durch Messungen erfaßten Bereiches nur ein relativ breites Streuband (schraffiert in Abb. III. 1) angeben können. Man wird nämlich die beiden gestrichelten Extrapolationskurven aus Abb. III. 1 ebenso gelten lassen wie die Extrapolationskurve der Mittelwerte (ausgezogene Linie in Abb. III. 1)

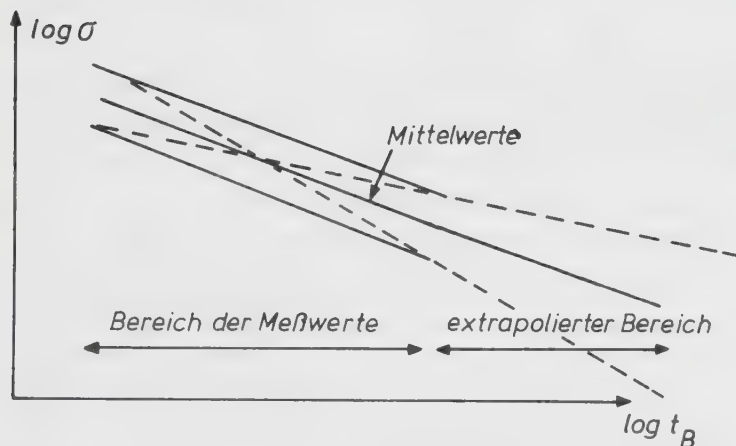


Abb. III. 1. : Extrapolation von Zeitstandfestigkeiten mit einem gemessenen Fehlerstreuband

Es kommt noch hinzu, daß im Bereich des Langzeitkriechens evtl. Vorgänge eine Rolle spielen, die bei der Kurzzeitbeanspruchung (bis ca 1000 h) zu vernachlässigen waren. So kann es z.B. vorkommen, daß sich im Bereich des Kurzzeitkriechens noch keine Karbide bzw. Ausscheidungen gebildet haben, die das Kriechverhalten wesentlich beeinflussen. Weiter werden bei kurzen Kriechzeiten die Probleme, die mit Poren- bzw. Rißbildung zusammenhängen, nicht so erfaßt, daß sie gut auf das Langzeitkriechen übertragen werden können.

Es ist z.B. möglich, daß es während des Kurzzeitkriechens noch keine genügende Gelegenheit für unterkritische Poren gab, sich zu einem kritischen Keim zusammenzulagern. Von dem Augenblick an, in dem eine genügende Anzahl von kritischen Keimen erreicht wird, geht die weitere Entwicklung relativ schnell von statten und kann durchaus zum überraschenden Bruch des Werkstücks führen.

Aus diesem Grund werden die Bauteile von Anlagen und Maschinen durch den Konstrukteur grundsätzlich überdimensioniert. Dieser Praxis werden aber langfristig immer engere Grenzen gesetzt sein, da

- 1) Rohstoffe nur begrenzt zur Verfügung stehen. Dieses Problem läßt sich zwar durch Recycling verkleinern, jedoch nicht beseitigen.
- 2) Zur Erzeugung größerer Mengen von Werkstoffen auch größere Energiebeträge notwendig sind.

Beide Probleme führen bei Überdimensionierung von Maschinenbauteilen zu sehr stark steigenden Kosten, so daß die Streubänder der Abb. III. 1 möglichst klein gehalten werden müssen.

III. 2 Umfang und Zuverlässigkeit der z.Z. vorhandenen Datenbasis unter besonderer Berücksichtigung der Deutschen Zeitstandversuche langer Dauer

Die Einzelmessungen für das Datenmaterial finden sich in vielen Veröffentlichungen (z.B. 1, 3, 5, 6, 9, 10, 12, 14, 15, 65-73), vor allem aber sind sie für viele gebräuchliche ferritische und austenitische Stähle in den "Deutschen Zeitstandversuchen langer Dauer" (74) aufgeführt.

Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf das Datenmaterial aus (75).

Die Messungen der dort zusammengetragenen Werte erstrecken sich z. T. über 100 000 h = 11a, wobei zu bemerken ist, daß einzelne Messungen noch andauern. Es stand dabei die Anwendung der Stähle im Vordergrund. Die Unterlage ist, wie im Vorwort betont wird, vor allem für Konstrukteure des Dampfkessel-, Rohrleitungs-, Turbinen- und Reaktorbaus sowie der Chemie gedacht.

Erfaßt wurden in dieser Zusammenstellung die Ergebnisse der verschiedensten Autoren, so z.B. die Ergebnisse aus Gemeinschaftsversuchen sowie die Ergebnisse der Stahlerzeuger, -verarbeiter und -verbraucher. Aus diesem Grund ist der Umfang des Datenmaterials beträchtlich; es werden für fast jeden handelsüblichen Stahl die entsprechenden Kennwerte angegeben. Die Vielzahl der Messungen läßt auch Mittelwertbildung zu, so daß bereits beurteilt werden kann, ob bzw. wie weit die Einzelmessungen an einer ganz bestimmten Stahlsorte streuen.

Die einzelnen Werkstoffkennwerte sind in drei Arten von einheitlich aufgebauten Tabellen zusammengestellt:

Tafel 1 enthält die chemische Zusammensetzung, die Erzeugnisform und -abmessungen sowie Angaben über die Lage der Entnahmestelle der Probe aus dem Stahlteil (vgl. vorherigen Abschnitt: Normung).

Tafel 2 enthält Angaben über den Behandlungszustand sowie die Kenngrößen, die bei Zugversuchen bei RT und höherer Temperatur im Zugversuch und Kerbschlagbiegeversuch ermittelt werden.

Tafel 3 enthält die Ergebnisse über das Langzeitverhalten. Dabei wurden für jede Prüftemperatur bei glatten und gekerbten Proben die Prüfbeanspruchung, die Dauer bis zum Erreichen einer Dehnung von 0,2 % bzw. 1 % und insbesondere die gesamte erreichte Beanspruchungsdauer bis zum Bruch angegeben.

Ferner sind Werte aufgeführt über die Zeitbruchdehnung, die Zeitbrucheinschnürung sowie über die Härte vor und nach dem Zeitstandversuch. Die Auswertung der Kurven erfolgte, wie schon in Abschnitt III, 1 (Normung) gefordert, auf doppelt logarithmischem Papier; es wurde der Logarithmus der Beanspruchung als Funktion des Logarithmus der Bruchzeit aufgetragen. Bei Stählen mit vielen Messungen, d.h. bei den in der Industrie gebräuchlichen Stählen, wurden die Streubänder eingezeichnet; bei sehr differierenden Ergebnissen einzelner Autoren wurde weiter untersucht, ob die Proben nicht durch verschiedene Parameter (Herstellungsart, thermische bzw. mechanische Vorbehandlung) zu unterscheiden waren.

Mit Zeitstandextrapolationswerten wurde (entsprechend der Normung) vorsichtig verfahren; Extrapolationen wurden überhaupt nur dann vorgenommen, wenn sie zur Überdeckung des technisch interessierenden Bereichs unbedingt notwendig waren und auch dort wurde der Extrapolationspielraum auf höchstens eine Zehnerpotenz begrenzt. Durch die Meßpunkte wurde dabei eine ausgleichende analytische Kurve nach dem Verfahren der kleinsten quadratischen Abweichungen gelegt und zur Extrapolation über den Meßbereich hinaus verlängert.

Auf diese Weise erhält man ein extrapoliertes mittleres Zeitstandverhalten, das von einem Streuband (z.B. 35 % aller Meßwerte innerhalb des Streubandes) umgeben ist.

Zur Auswertung der Versuche ist zu sagen, daß sie wohl ein sehr breit gestreutes Spektrum überdecken und deshalb ein gut fundiertes Datenmaterial für den Konstrukteur darstellen, daß sie aber die für die Theorie wichtigen Teilwerte, d.h. der Zustände, die das Verhalten bedingen, vermissen lassen. Diese können höchstens rückwärts bzw. über Umwege ausgerechnet werden. Dies wird in einem Beispiel deutlicher: Es fehlen z.B. strukturspezifische mechanische Kennwerte vor und nach der Beanspruchung. Im wissenschaftlichen Sinn wäre dies etwa die Anfangsversetzungsdichte und die stationäre Versetzungsdichte. Eine Aussage über die relative Höhe der Versetzungsdichte kann höchstens gewonnen werden, wenn man die entsprechenden Härtewerte vergleicht. Dieses Verfahren ist aber (ohne zusätzliche Information) trotzdem nicht zuverlässig, da die Härte auch durch andere Prozesse, wie z.B. Ausscheidungen, Korngröße, etc. hervorgerufen bzw. beeinflußt werden kann.

Ferner fehlen Angaben über Zeitdehngrenzen, da bei der Herausgabe dieses Werks (1969) dafür noch nicht genügend Daten vorlagen. Damit entfällt die Möglichkeit, aus diesen Daten die theoretisch interessierenden Eigenschaften (z. B. Verhalten der Versetzungsdichte, innere Spannungen, Gefügeentwicklung unter Kriechbedingungen) herauszulesen. Der Konstrukteur wird natürlich auf diese theoretisch interessierenden Daten weniger Wert legen; er will ja die Eigenschaften eines ganz bestimmten Stahles ermitteln. Dazu sind die vorliegenden Kurven durchaus vielseitig zu verwenden; sie sind jedoch nicht auf Stähle anderer Zusammensetzung oder überhaupt anderen Aufbaus zu übertragen. Die Bedingungen, unter denen die vorliegenden Kurven zu verwenden sind, werden angegeben; ferner ist diejenige Literatur angegeben, aus der diese Ergebnisse ermittelt wurden.

IV. Fortentwicklung der theoretischen Ansätze nach II unter Berücksichtigung neuerer Forschungsergebnisse zum Kriechmechanismus

Wie in Teil II bereits dargelegt, hatten Barrett und Nix ein Kriechmodell für das stationäre Kriechen entwickelt, das auf der diffusionskontrollierten Bewegung von Schraubenversetzungen basierte. Sie konnten demnach die Kriechrate berechnen zu

$$\dot{\epsilon}_s = \frac{2\pi}{g} \text{ Dß } \left(\frac{b}{a_0} \right)^3 \zeta_s \sinh \left(\frac{\sigma_{\text{eff}} \cdot b^2 \cdot \lambda}{g k T} \right),$$

wobei σ_{eff} die für die Versetzungsbewegung zur Verfügung stehende Spannung ist. Die anderen Größen wurden bereits in Kap. II erläutert.

Dieses Kriechgesetz soll nun so erweitert werden, daß es unter möglichst vielen experimentellen Bedingungen gilt, insbesondere muß diese Erweiterung folgende Tatsachen berücksichtigen :

- 1) Die zeitlich veränderliche Versetzungsdichte, etwa in Anlehnung nach dem Modell von Gittus
- 2) Die Berücksichtigung innerer Spannungen in Abhängigkeit von Versetzungsdichte, Zeit und ähnlichen Parametern
- 3) Die Änderung des mittleren Sprungabstandes
- 4) Die Gefügeänderungen während des Kriechens, evtl. Bildung von Ausscheidungen, Versetzungshindernissen etc. und
- 5) Die Berücksichtigung des Poren- und Rißwachstums und damit zusammenhängend diejenigen Phänomene, die den Bruch einleiten.

Die dafür abzuleitenden Formeln müssen so beschaffen sein, daß sie die Vorgänge zeitabhängig möglichst genau und möglichst alle Prozesse beschreiben. Dies wird auf dem Weg zu erreichen versucht, daß man intervallweise vorgeht, wobei in einem Zeitintervall möglichst konstante Versuchsbedingungen herrschen sollen. Um größere Genauigkeit in den zeitlich veränderlichen Variablen zu erhalten, müssen die einzelnen Zeitintervalle möglichst klein sein; d.h. man muß die Berechnungen mit denselben Formeln unter Variation der Daten oft wiederholen.

Aus diesem Grund lag die Verwendung einer Datenverarbeitungsanlage nahe. Es stand ein Rechner der Firma Honeywell-Bull, Typ 316, zur

Verfügung. Für diesen Rechner wurde deshalb in der Sprache Fortran IV eigens ein Programm \$GER entwickelt, das die intervallweise Berechnung der Kriechrate $\dot{\epsilon}$ bzw. durch Integration über die Zeit der wahren Dehnung ϵ_w gestattet. Dieses Programm ist im Anhang mit dem dazugehörigen Zeichenprogramm \$GZE ausgedruckt.

Im folgenden Kapitel wird dabei fortschreitend von einfachen zu komplizierten Fällen der Formalismus zur Beschreibung der Kriechrate $\dot{\epsilon}$ aufgezeigt.

Die zur Beschreibung notwendigen Datensätze werden mit \$GH 1 bis \$GH 13 bezeichnet. Auch diese Datensätze sind im Anhang vollständig aufgeführt.

Wird dabei irgendein Prozeß nicht betrachtet, so wird er entweder über entsprechende Steuerzahlen oder durch Einlesen von Null für die betreffenden Größen unterdrückt. Wird z.B. diffusionsgesteuertes Porenwachstum nicht betrachtet, so kann dieser Vorgang durch Nullsetzen der Porenanzahl pro Korn ausgeschaltet werden.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird das Modell zur Berechnung von $\dot{\epsilon}$ unter zeitlich veränderlichen Temperaturen und Spannungen in seinen Grundzügen vorgestellt und an einfachen Beispielen durchgerechnet.

Im zweiten und dritten Teil des Kapitels wird schließlich versucht, das Kriechverhalten der in der Praxis eingesetzten Werkstoffe durch Betrachtung von Ausscheidungen bzw. Karbiden sowie der Rißbildung näher zu beschreiben.

IV.1 Übertragung der Theorien von Barrett und Nix bzw. Gittus auf das Kriechen in allen drei Kriechbereichen

IV.1.1 Das verwendete Modell

Das verwendete Modell geht von der für den stationären Kriechbereich gültigen Formel (IV.1) aus. Nimmt man an, daß die Änderung der Versuchsbedingungen (z.B. Temperatur und Spannung) langsam abläuft, gegenüber der Einstellung des Kriechgleichgewichts (vgl. Ableitung der Formel IV.1 in Abschnitt II), so kann man die gleiche Formel auch für den primären und tertiären Kriechbereich verwenden. Man muß dann die jeweils vorliegenden Werte für ϱ , σ , λ , etc. (zeitabhängig) einsetzen. Zur richtigen Darstellung aller drei Kriechbereiche ist es notwendig, ausgehend von der Kriechrate $\dot{\epsilon}$, einen Effekt zu finden, der die Kriechgeschwindigkeit im Übergangskriechbereich erniedrigt, und einen weiteren Effekt, der die Kriechgeschwindigkeit im tertiären Kriechbereich wieder erhöht.

Der erste Effekt ist gegeben als Zusammenspiel zwischen der nun zeitlich veränderlichen Versetzungsdichte ϱ , der Entwicklung innerer Spannungen und der zeitlichen Variation des Sprungabstandes λ .

Experimentell stellt man fest, daß die Versetzungsdichte sowohl ansteigen als auch abnehmen kann. Nimmt man nun an, daß die Dichte beweglicher Versetzungen im stationären Kriechbereich gegeben ist als Gleichgewicht zwischen der Erzeugung beweglicher Versetzungen (z.B. durch Frank-Read-Quellen) und der Vernichtung bzw. Immobilisierung beweglicher Versetzungen, so kann man nach Gittus (38) die Dichte beweglicher Versetzungen ϱ darstellen mit Hilfe der Funktion:

$$(IV.2) \quad \varrho(t) = \varrho_0 + (\varrho_s - \varrho_0)(1 - \exp(-\mu_1 t)).$$

Dabei ist:

ϱ_0 = Dichte beweglicher Versetzungen bei Beginn des Kriechens

ϱ_s = stationäre (bewegliche) Versetzungsdichte

μ_1 = Zeitkonstante.

Es wurde hier zunächst davon ausgegangen, daß die bewegliche Versetzungsdichte innerhalb der Körner bzw., soweit vorhanden, der Subkörner, gleich der gesamten dort vorliegenden Versetzungsdichte ist. Die Spannungsabhängigkeit der stationären Versetzungsdichte (innerhalb der Subkörner) kann im Experiment gemessen werden; sie wurde hier durch ein Potenzgesetz angenähert; im Formelzeichen:

$$(IV.3) \quad \rho_s = \alpha_1 \cdot \sigma^{n_1},$$

wobei α_1 und n_1 Konstante, unabhängig von der Spannung, sind.

Im Experiment wurde oft $n_1 = 2 \dots 3$ gefunden (z.B. 38, 96).

Auch die Zeitkonstante μ_1 läßt sich prinzipiell bei vorgegebener Spannung messen, wenn man den Versuch bei verschiedenen Dehnungen unterbricht und die vorliegende Versetzungsdichte bestimmt. Oft wird jedoch nur der Anfangswert und der stationäre Wert der Versetzungsdichte innerhalb der Subkörner bekannt sein; man bestimmt dann die Zeitkonstante μ_1 durch Anpassung so, daß im Zusammenwirken mit den weiter unten beschriebenen Eingabedaten der zeitliche Verlauf der Kriechgeschwindigkeit möglichst gut angenähert wird.

Die Zeitkonstante μ_1 wird natürlich eine Funktion von Spannung und Temperatur sein; je größer die Spannung und je höher die Temperatur ist, um so schneller werden sich die Versetzungen bewegen, d.h. aber um so schneller wird die Einstellung des Gleichgewichts vor sich gehen. Versuchsweise wurde deshalb

$$(IV.4) \quad \mu_1 = \alpha_2 \cdot \sigma \cdot T$$

mit der Konstanten (bezüglich Zeit, Spannung und Temperatur) α_2 angesetzt.

Ein solches Konzept läßt auch die Berücksichtigung der bei Spannungsumkehr ablaufenden Prozesse zu :

Betrachtet man zunächst ein Zeitintervall i , an dessen Ende die (stationäre) Versetzungsdichte $\rho_{i,e}$ vorliegen soll. Wird nun die Spannung erhöht, so steigt die anzustrebende stationäre Versetzungsdichte auf den Wert $\rho_{i+1,s}$. Das bedeutet, daß in Gleichung (IV.2)

die Größe $\varrho_s - \varrho_0 = \varrho_{i+1, s} - \varrho_{i, e}$ größer als Null wird; die Versetzungsdichte ϱ (und damit die Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$) wird ansteigen, bis $\varrho_{i+1, s}$ erreicht ist. Kehrt man dagegen die Spannung um, so muß man diejenigen Versetzungen berücksichtigen, die an Strukturen des Materials, wie etwa Korngrenzen, Subkorngrenzen, Karbiden etc. während des Kriechens aufgehalten wurden. Von diesen wird ein gewisser Anteil bei umgekehrter Spannung wieder beweglich sein. Es ist der Anteil, der zwar von Hindernissen aufgehalten wurde, sich mit diesen jedoch nicht vernetzt hatte. Die Rechnung von Gittus (38) wurde hier etwas modifiziert. Es wurde nämlich angenommen, daß dieser Anteil A_r proportional zum Betrag der neuen Spannung σ_{i+1} (bzw. der Spannung σ_i , falls $\sigma_i \geq \sigma_{i+1}$) ist, falls die Spannungsumkehr aus dem stationären Bereich heraus erfolgte.

Falls die Spannungsumkehr aus dem Übergangskriechbereich des i -ten Zeitintervalls heraus erfolgte, wurde der Anteil A_r noch mit $(1 - \exp(-\mu_1 \cdot \Delta t_u))$ multipliziert. (Δt_u = Zeitdauer seit der letzten Spannungsumkehr; μ_1 vgl. Formel IV. 2). Auf diese Weise wird berücksichtigt, daß die immobilisierte Versetzungslinienlänge weiter angestiegen wäre, falls das Intervall i länger gedauert hätte. Die am Ende des Intervalls i bei Spannungsumkehr zusätzlich zur Bewegung zur Verfügung stehende Versetzungsdichte ist dann:

$$\begin{aligned} \text{(IV. 5) } \varrho_{i+1, \text{zusätzlich}} &= A_r \cdot (1 - \exp(-\mu_1 \Delta t_u)) \cdot \varrho_{ie} = \\ &= F \cdot |\sigma| / \sigma_{\text{Norm}} \cdot (1 - \exp(-\mu_1 \Delta t_u)) \cdot \varrho_{ie} \end{aligned}$$

Die Spannung σ_{Norm} ist hier eine Normierungsspannung; falls $|\Delta\sigma| = \sigma_{\text{Norm}}$ wird der Anteil in Rückwärtsrichtung beweglicher Versetzungen gleich F , wenn die Spannungsumkehr aus dem stationären Bereich heraus erfolgt, so daß sich die Gesamtdichte beweglicher Versetzungen am Anfang des Intervalls $i+1$ zu

$$\text{(IV. 6) } \varrho_{i+1, \text{Anfang}} = \varrho_{i, \text{Ende}} + F \cdot |\Delta\sigma| / \sigma_{\text{Norm}} (1 - \exp(-\mu_1 \Delta t_u)) \cdot \varrho_{i, \text{Ende}}$$

ergibt.

Die Größe der Konstanten F ist dabei ein Maß für die Dichte und Art der Hindernisse, sowie für ihre Bereitschaft, sich mit ankommenden Versetzungen zu vernetzen oder nicht.

Die Ausbildung der Versetzungsdichte hat die Ausbildung innerer Spannungen zur Folge, die die angelegte Spannung vermindern. In vielen Experimenten

wurde dabei die folgende Abhängigkeit der inneren Spannungen σ^+ von der vorliegenden Versetzungsdichte beobachtet:

$$(IV. 7) \quad \sigma^+ = 0,3 \cdot G \cdot b \cdot \sqrt{\rho},$$

wenn

$$(IV. 8) \quad \sigma_{\text{eff}} = \sigma - \sigma^+$$

In diesen Formeln ist:

σ = angelegte Spannung

σ_{eff} = für die Versetzungsbewegung effektive Spannung

σ^+ = innere Spannung

G = Schubmodul (temperaturabhängig!)

Diese inneren Spannungen sind zeitabhängig, da ja ρ nach Formel (IV.2) von der Zeit abhängt.

Selbstverständlich können innere Spannungen auch noch auf andere Weise erzeugt werden, z. B. durch Ausscheidungen oder Karbide oder durch Ausbildung von Subkörnern. Dann ist die innere Spannung um die entsprechenden Terme zu erweitern. Die dazu notwendigen Formalismen werden in Kapitel IV.2 bzw. IV.4 behandelt; an dieser Stelle sei davon abgesehen.

Die nächste zu betrachtende zeitabhängige Größe ist der Sprungabstand λ . Diesen Sprungabstand kann man im Gleichgewicht z. B. aus $d \ln \dot{\epsilon} / d \sigma$ bestimmen, wie dies Barrett und Nix (36, vgl. Kapitel II) für das Material Fe3%Si getan haben. Falls man die Spannungsänderungen klein hält, kann man λ sogar spannungsabhängig messen, wie dies z. B. für die Legierung AlZn11 von Haußelt angegeben wurde.

Solche Meßkurven werden im Programm §GER durch ein Potenzgesetz angenähert; im Formelzeichen:

$$(IV. 9) \quad \lambda = \alpha_3 \cdot |\dot{\epsilon}|^{n_2},$$

wobei α_3 und n_2 Konstante sind.

Im Übergangskriechbereich muß diese Formel jedoch erweitert werden, da in noch nicht beanspruchtem Material der Sprungabstand wesentlich größer ist, entsprechend der Tatsache, daß Sprünge z. B. durch Schneiden

von Versetzungen untereinander erzeugt werden. Dies läßt sich leicht berücksichtigen, wenn man für den Sprungabstand schreibt:

$$(IV. 10) \quad \lambda = \alpha_3 \cdot \sigma^{n_2} + \alpha_4 \cdot \exp(-\mu_2 t),$$

wobei α_4 und μ_2 wieder Konstanten sind.

Nach Formel (IV. 10) nimmt der Sprungabstand vom Wert im unbehandelten Material (ca 30 - 70 nm) auf Werte im Gleichgewichtszustand (ca 10-20 nm) ab.

Mit den bisher angegebenen Formeln ist es möglich, den Übergangsbereich und den stationären Kriechbereich zu beschreiben. Für den tertiären Kriechbereich müssen diese Formeln erweitert werden, da dort die Kriechgeschwindigkeit wieder zunimmt. Dieser Effekt wird durch eine Zunahme der effektiven Spannung erklärt.

Das Ansteigen der effektiven Spannung beruht hier auf Prozessen, die den tragenden Querschnitt der Probe vermindern. Solche Prozesse sind Porenentstehung und -wachstum sowie Rißbildung und Ausbreitung. Die Porenbildung durch Agglomeration von Leerstellen kann sogar sehr frühzeitig einsetzen; sie spielt jedoch zumindest bis zum Ende des stationären Kriechbereiches keine große Rolle. Das Einsetzen der Rißentstehung sowie der Rißausbreitung erwartet man dagegen erst relativ spät in Kriechbereichen, die vom Bruch nicht mehr sehr weit entfernt sind, da meist davon ausgegangen wird, daß sich Risse durch Zusammenlagerung von Poren bilden. Aus diesem Grund soll hier zunächst das Porenwachstum behandelt werden. Die Betrachtung der Rißbildung und -ausbreitung wird auf Kapitel IV. 3 verschoben; falls dieser Prozeß für einen bestimmten Werkstoff als bestimmend für die Lebensdauer angesehen wird, ist nach den dort angegebenen Formeln zu verfahren. Falls sich bereits Poren mit einem Radius, der größer als der kritische Radius r_c (vgl. Kap. II. 2) ist, gebildet haben, werden sie unter dem Einfluß der anliegenden Spannung wachsen. Für das Wachstumsgesetz wurde die einfache Formel von Hull und Rimmer (44) benutzt, da die zwar genaueren, jedoch wesentlich komplizierteren Formeln nach Raj und Ashby (34) von schlecht erfaßbaren Poreneigenschaften, wie z. B. deren Geometrie, abhängen. Die für das Wachstum im Zeitintervall Δt benutzte Formel lautet:

$$(IV. 11) \quad r = \sqrt{\frac{D_g \cdot d \cdot \sigma_e \cdot \Omega}{g k T a} \Delta t + r_o^2}$$

Die Spannung σ_e ist hier die auf den augenblicklichen Probenquerschnitt (vermindert um Porenfläche!) bezogene Spannung, die anderen Größen wurden bereits in Kapitel II definiert.

Der Abstand der Porenmittelpunkte a wurde aus der Anzahl der Poren pro Korn abgeschätzt; dazu wurde die Kornoberfläche durch eine Kugeloberfläche mit dem Kornradius r_k angenähert. Der Abstand der Porenmittelpunkte ist dann gegeben durch

$$(IV.12) \quad a = \sqrt{4 \pi r_k^2 / N}$$

mit

r_k = Kornradius

N = Anzahl der Poren/Korn⁺⁾

Die Anzahl der Poren pro Korn muß nun im Experiment durchaus nicht konstant sein. In das Programm zur Berechnung der Kurven $\epsilon(t)$, ϕ_{GER} , kann prinzipiell jede beliebige Funktion $N(t)$ eingesetzt werden; vorgeesehen sind drei „Standardfunktionen“ zur Auswahl:

- 1) $N = \text{const. während des gesamten Versuchs}$
 (IV.13) 2) $N = \mu_3 \cdot t$ mit $\mu_3 = \text{const. (lineares Porenbildungsgesetz)}$
 3) $N = N_0 (1 - \exp(-\mu_4 t))$ mit den Konstanten N_0 und μ_4 .

Welche dieser drei Funktionen (bzw. auch eine andere, nicht aufgeführte Funktion) im Einzelfall zu verwenden ist, muß durch das Experiment entschieden werden. Die Funktion 2) nimmt ein lineares Poreneubildungsgesetz an, was einer ständigen Nachlieferung von kritischen Porenkeimen durch den Kriechvorgang entspricht. Die Funktion 3) ist für große Werte von t , d.h. für lange Kriechzeiten, durch eine Sättigung gekennzeichnet, während sie sich für kurze Zeiten entwickeln läßt und damit in eine Funktion vom Typ 2) übergeht.

Zur Ermittlung der Querschnittsminderung der Probe durch das Porenwachstum wird hier der Bedeckungsgrad B der Kornoberfläche mit Poren berechnet. Falls die Anzahl der Poren während des Versuchs konstant ist, ist dieser gegeben durch

$$(IV.14) \quad B = 2 N \pi r^2 / (4 \pi r_k^2) = \frac{1}{2} N (r/r_k)^2.$$

+) Die Poren sind auf den Korngrenzen lokalisiert. Genauer muß es deshalb statt Anzahl der Poren pro Korn heißen: Anzahl der je Volumeneinheit festgestellten Poren dividiert durch die Anzahl der Körner in dieser Volumeneinheit.

Der Faktor 2 berücksichtigt, daß eine Pore zwischen 2 Körnern liegt.

Falls die Anzahl der Poren nicht mehr konstant ist, muß in (IV.14) über den Porenradius r gemittelt werden.

Es gilt dann statt Gleichung (IV.11):

$$(IV.15) \quad \bar{r} = \frac{1}{N_m} \sum_{i=1} \left\{ \sqrt{\frac{D_g \cdot d \cdot \Omega \cdot \sigma_e}{2 k T a_i}} (t_i - t_0) + r_c^2 (N_{i+1} - N_i) \right\}$$

mit

$$(IV.16) \quad a_i = \sqrt{4 \pi r_k^2 / N_i}$$

In diesen Gleichungen ist i die Nummer des Zeitintervalls; t_0 charakterisiert den Zeitpunkt, zu dem Poren zuerst auftraten. Der Anfangsradius der Poren r_0 wurde gleich $r_c \approx 0$ gesetzt.

Die Ermittlung des Bedeckungsgrades der Kornoberfläche mit Poren erfolgt dann mit Hilfe von Formel (IV.14), wobei r durch $\bar{r}$ ersetzt wird.

Durch den Bedeckungsgrad mit Poren steigt die zum Porenwachstum bzw. zum Kriechen vorhandene Spannung an; die Spannung σ ist dann zu ersetzen durch

$$(IV.17) \quad \sigma_e = \frac{\tilde{\sigma}}{1 - B}$$

Da die Spannung

$$(IV.18) \quad \sigma_{eff} = \sigma_e - \sigma^+ = \frac{\sigma - \sigma^+}{1 - B}$$

(σ^+ = innere Spannung nach IV.7)

im Kriechgesetz IV.1 im Hyperbelsinus steht, kann die Verminderung der tragenden Querschnittsfläche zu einer erheblich größeren Kriechgeschwindigkeit und damit zum baldigen Bruch führen.

Mit den aufgeführten Formeln ist eine Beschreibung aller drei Kriechbereiche unter vielen Versuchsbedingungen möglich; das soll im nächsten Abschnitt an Hand einiger Beispiele gezeigt werden.

IV.1.2. Eingabedaten und Rechenergebnisse

Um die Brauchbarkeit der Vorstellungen des vorhergehenden Abschnitts zu testen, wurden einige Beispiele unter verschiedenen Versuchsbedingungen durchgerechnet. Es handelt sich um Kurven, die zur Veranschaulichung des vorher Dargelegten dienen sollen; es wurde deshalb weniger der Vergleich der Eingabewerte mit Meßdaten betrachtet, vielmehr wurde Wert darauf gelegt, typische Versuchsbedingungen zu erfassen. Für reale Stähle sind diese Eingabewerte evtl. leicht abzuändern.

Alle Rechnungen wurden mit dem Programm \$GER durchgeführt, das im Anhang ebenfalls ausgedruckt ist. Einige typische Fälle des Kriechverhaltens wurden für austenitischen Stahl betrachtet, da sich dafür relativ viel Information über die einzelnen Parameter in der Literatur findet. Die Größen ϱ und λ wurden aus der Arbeit von Barrett und Nix (36) auf den betrachteten Stahl übertragen; auch für die Anzahl der Poren pro Korn liegen Anhaltspunkte, wenigstens beim Bruch, vor (z.B. in (32), (33), (87)).

Ferner sind die elementaren Eigenschaften, wie z.B. Gitterabstand, Betrag des Burgersvektors, Schubmodul, sowie Diffusionskoeffizienten gut bekannt. Die ersteren Größen finden sich z.B. in (76); für den Burgersvektor wurde $2,6 \cdot 10^{-10}$ m (z.B. nach (18)) verwendet, der Schubmodul (wichtig zur Berechnung der inneren Spannungen $\sigma^+ = 0,3 G b \sqrt{\varrho}$) wurde durch eine empirische Gerade angepaßt:

$$(IV. 19) \quad G = 3/7 E = - 3,19 \cdot 10^7 \cdot T + 8,50 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2,$$

wobei die Temperatur in K einzusetzen ist.

Der Volumendiffusionskoeffizient (Selbstdiffusion) wurde nach der Formel

$$(IV. 20) \quad D_v = D_{ov} \exp(-S_v/RT)$$

berechnet. Die Diffusionskoeffizienten (für das Kriechen) sind für viele Metalle in (18) sowohl für Volumen- als auch für Korngrenzdiffusion zusammengestellt; es wurde der dort angegebene Wert für γ -Eisen verwendet.

Die folgenden Fälle wurden durchgerechnet:

(N = Anzahl der Poren pro Korn) :

1) Datensatz \$GH 1

$$\sigma = \text{const.} = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2, \quad T = 850 \text{ K}, \quad N = \text{const.} = 10, \quad t_{\text{max}} = 5 \cdot 10^7 \text{ sec}$$

2) Datensatz \$GH 2

Spannungswechsel:

$$\sigma = \pm 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2, \quad T = 850 \text{ K} \text{ für 5 Zeitintervalle mit } t = 10^7 \text{ s}, \quad t_{\text{max}} = 5 \cdot 10^7 \text{ s}$$

$$N = \text{const.} = 10$$

3) Datensatz \$GH 3

Temperaturwechsel:

$$\sigma = \text{const.} = + 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2, \quad T = 850 \text{ K}/600 \text{ K}$$

$$\text{für 5 Zeitintervalle mit } t = 10^7 \text{ s}, \quad N = \text{const.} = 10, \quad t_{\text{max}} = 5 \cdot 10^7 \text{ s}$$

4) Datensatz \$GH 4

Spannungs- und Temperaturreduzierung:

$$\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2 \text{ bzw. } 3 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$$

$$T = 850 \text{ K bzw. } 830 \text{ K für 5 Zeitintervalle mit } t = 10^7 \text{ s}, \quad t_{\text{max}} = 5 \cdot 10^7 \text{ s}$$

$$N = \text{const.} = 10$$

5) Datensatz \$GH 5

$$\sigma = + 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2, \quad T = 850 \text{ K, für 5 Zeitintervalle mit } t = 10^7 \text{ s}$$

$$N = (\mu_3 \cdot t \text{ mit } \mu_3 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \text{ (lineares Porenbildungsgesetz)},$$

$$t_{\text{max}} = 5 \cdot 10^7 \text{ s}$$

6) Datensatz \$GH 6

$$\sigma = \text{const.} = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2, \quad T = 850 \text{ K}, \quad t_{\text{max}} = 5 \cdot 10^7 \text{ s}$$

$$N = N_0 (1 - \exp(-\mu_4 t)); \quad \mu_4 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}, \quad N_0 = 30$$

7) Datensatz \$GH 7

Spannungssprünge und Temperatursprünge kombiniert

$$N = \text{const.} = 10$$

5 Zeitintervalle mit folgenden Daten:

Intervall	N/m^2	T K	Zeitdauer s
1	$+ 5 \cdot 10^7$	850	$1,5 \cdot 10^7$
2	$+ 2 \cdot 10^7$	900	$1,0 \cdot 10^7$
3	$- 3 \cdot 10^7$	850	$2,5 \cdot 10^7$
4	$+ 7 \cdot 10^7$	800	$1,0 \cdot 10^7$
5	$- 4 \cdot 10^7$	880	$8,5 \cdot 10^6$

Der Fall 7) dient zur Illustration eines komplizierten Spannungs-Temperaturverlaufs.

Die Ergebnisse zeigen die Abb. IV.1 bis IV.7.

Wie man sieht, werden alle Kriechbereiche gut wiedergegeben; insbesondere wird das beschleunigte bzw. verlangsamte Kriechen bei Spannungsänderungen oder Spannungswechseln erfaßt. Aus diesem Grund ist dieses Modell wohl geeignet, weiter angewandt zu werden. Man mag zwar einwenden, daß es - ebenso wie manche phänomenologischen Theorien - sehr viele Eingangsparameter besitzt, die oft nicht besonders genau bekannt sind. Insbesondere wurden die Zeitparameter μ so angepaßt, daß der Verlauf der Kriechkurve etwa mit Erfahrungswerten übereinstimmt. Der Vorteil einer solchen Theorie ist jedoch, daß man genau weiß, was man sich unter jedem Parameter vorzustellen hat. Das schließt natürlich die Möglichkeit ein, daraus abzuleiten, wie sich die Kriechgeschwindigkeit ändert, wenn man die Versuchsbedingungen ändert. Ferner schneidet eine solche physikalisch begründete Theorie beim Vergleich mit den phänomenologischen Theorien schon deshalb besser ab, weil auch eine phänomenologische Funktion eine große Menge an Parametern benötigt, um die Kriechgeschwindigkeit über größere Spannungs- und Temperaturbereiche sowie sonstige Änderungen der Versuchsbedingungen zu beschreiben. Ferner bietet eine physikalische Theorie die Möglichkeit, den Bruchzeitpunkt (z.B. aus den Prozessen des Porenwachstums und der Spannung) auch bei Spannungsumkehr zu bestimmen, während phänomenologische Theorien hier höchstens über die Spannung zeitlich mitteln (wie z.B. die Lebensdauerregel von Robinson). Für eine Anwendung des hier behandelten Modells für das Porenwachstum müssen allerdings genaue Daten über die Anzahl der Poren bekannt sein. Wie man den Abb. IV.1, IV.5 und IV.6 entnehmen kann, verändert sich die Lebensdauer, je nachdem welche Porenbildungsrate man ansetzt (vgl. Ausführungen auf Seite 59).

Ein weiterer Vorteil dieser Theorie ist, daß man nun für jeden Parameter einzeln die Streubreite bestimmen kann, deren Überlagerung die gesamte Streubreite ergibt. Durch sorgfältige Messung kann man bei den meisten Parametern die Streubreite verkleinern, so daß die Hoffnung besteht, daß die Extrapolation zuverlässigere Ergebnisse liefert.

Reale Werkstoffe sind jedoch oft kompliziert aufgebaut; es treten z.B. weitere Prozesse, wie Bildung von Ausscheidungen, Aufbau von Subkorngrenzen, Rißbildung usw. in Erscheinung. Die angegebenen Formeln bedurften deshalb noch der Erweiterung. Ansätze für solche Erweiterungen werden in den nächsten Abschnitten vorgeschlagen.

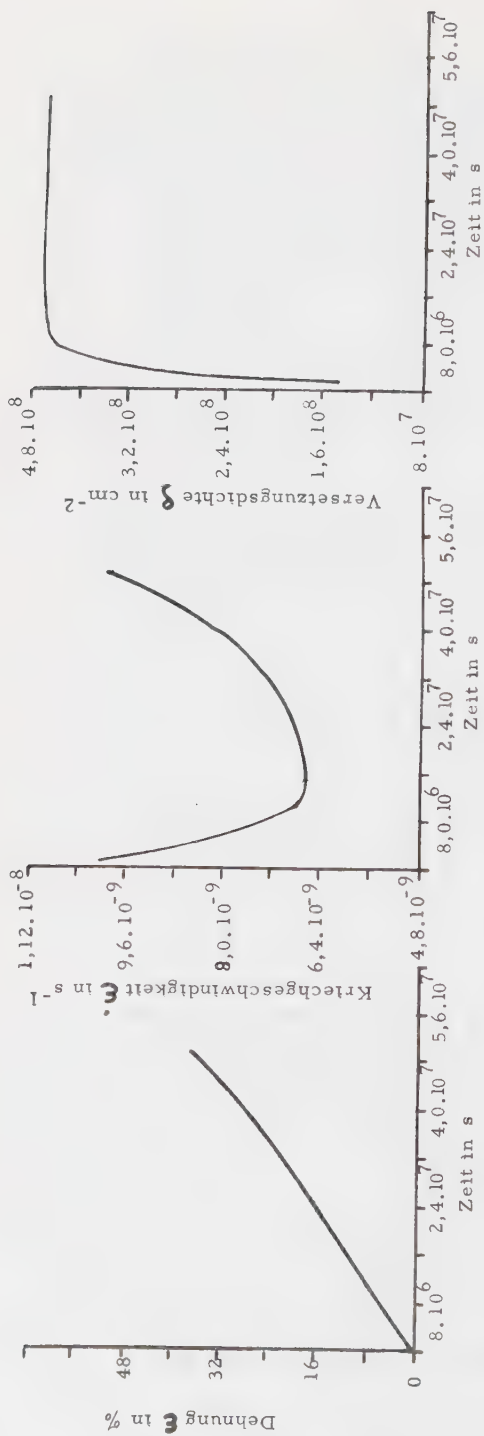


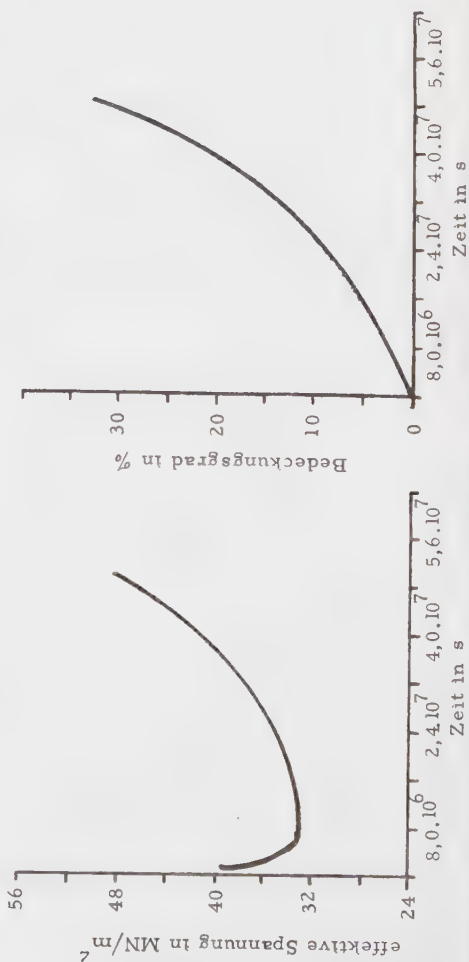
Abb. IV.1

Berechnete Kriechkurve im einachsigen
Zugversuch, austenitischer Stahl
(Anzahl der Poren $N = \text{const.}$)

$$\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$$

$$T = 850 \text{ K}$$

Datensatz: βGHI



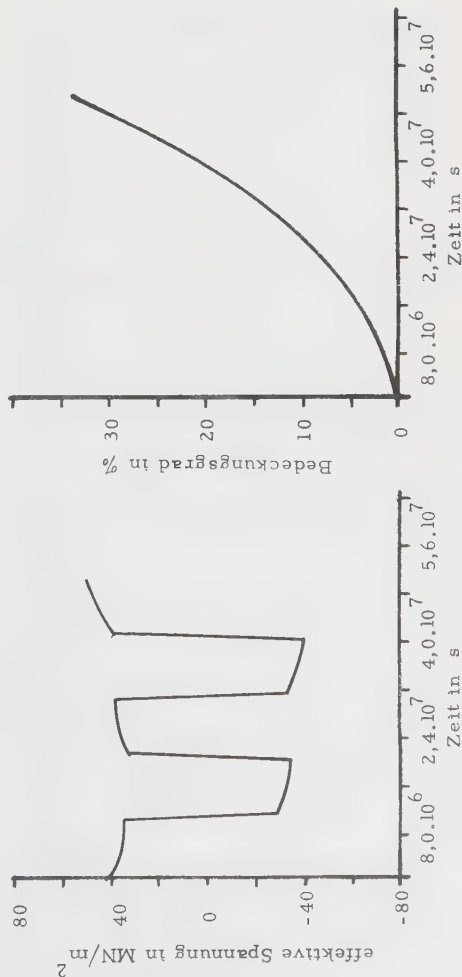
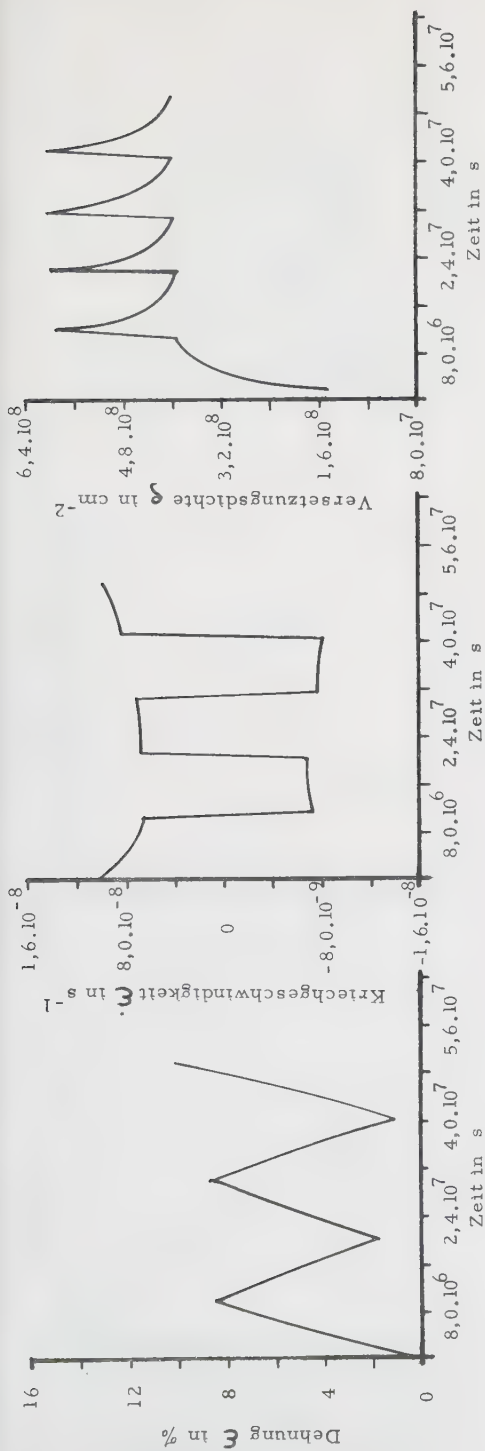


Abb. IV. 2

Berechnete Kriechkurve mit
Spannungswechseln,
austenitischer Stahl
(Anzahl aller Poren = const.)

$$\sigma = \pm 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$$

T = 850 K

Datensatz: \$GH2

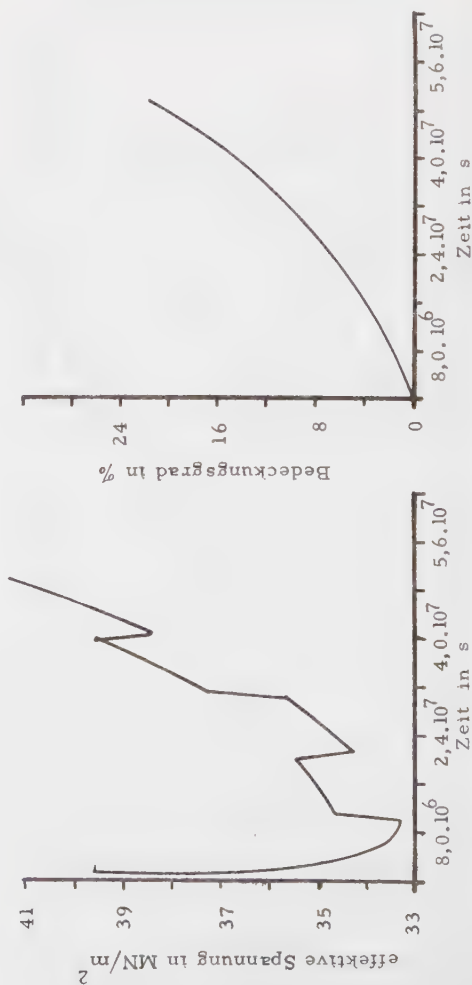
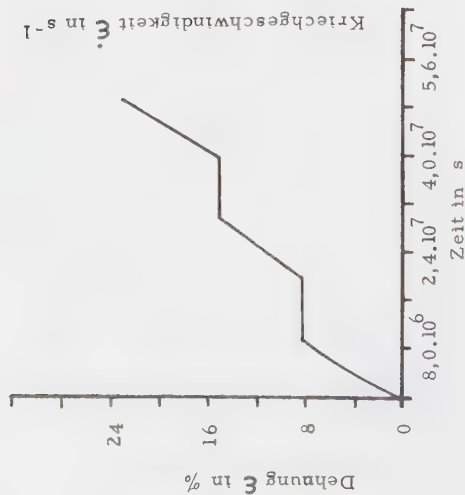
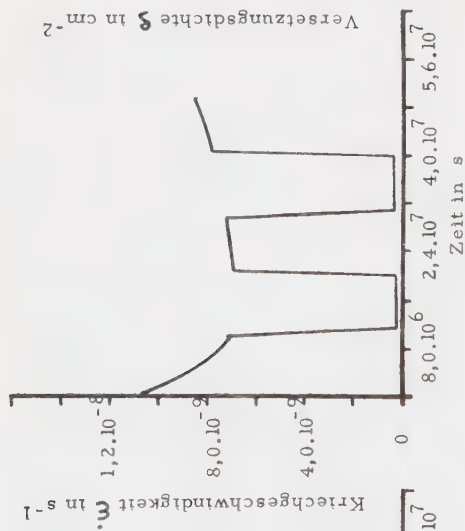
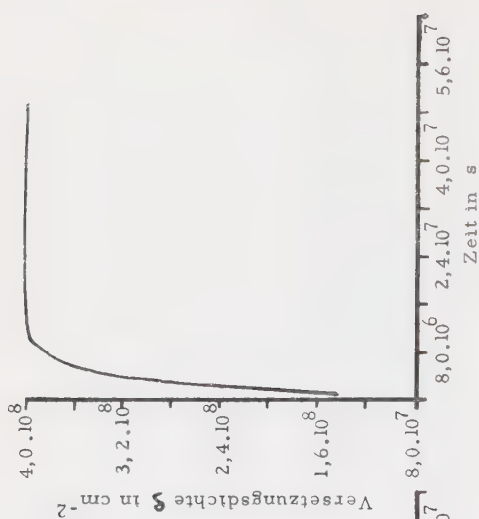


Abb. IV. 3

Berechnete Kriechkurve mit
Temperaturwechseln,
austenitischer Stahl
(Anzahl der Poren = const.)

$$\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$$

$$T = 850 \text{ K bzw. } 600 \text{ K}$$

Datensatz: \$GH3

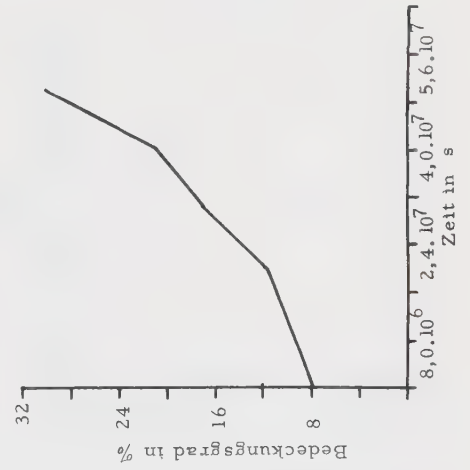
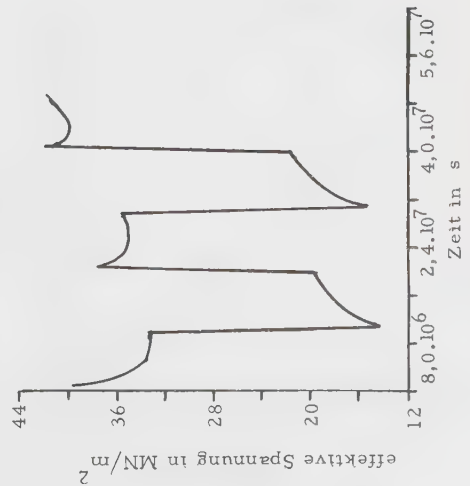
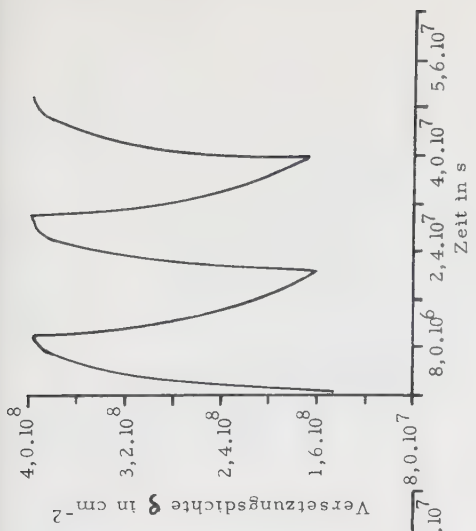
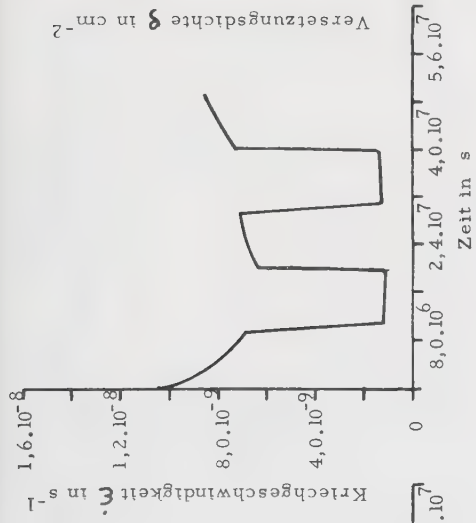
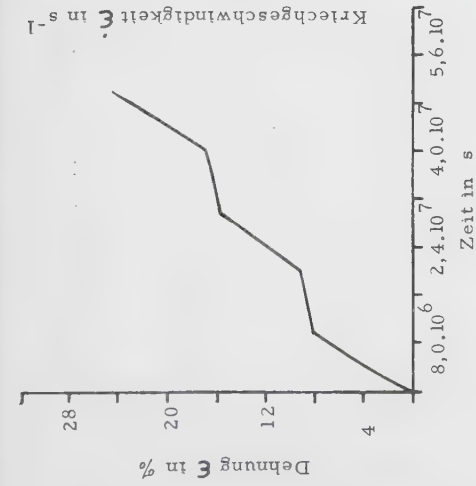


Abb. IV. 4

Berechnete Kriechkurve im
einachsigen Zugversuch,
austenitischer Stahl
(Anzahl der Poren $N = \text{const.}$)
 $\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ bzw. $3 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$
 $T = 850 \text{ K}$
Datensatz: $\$GH4$

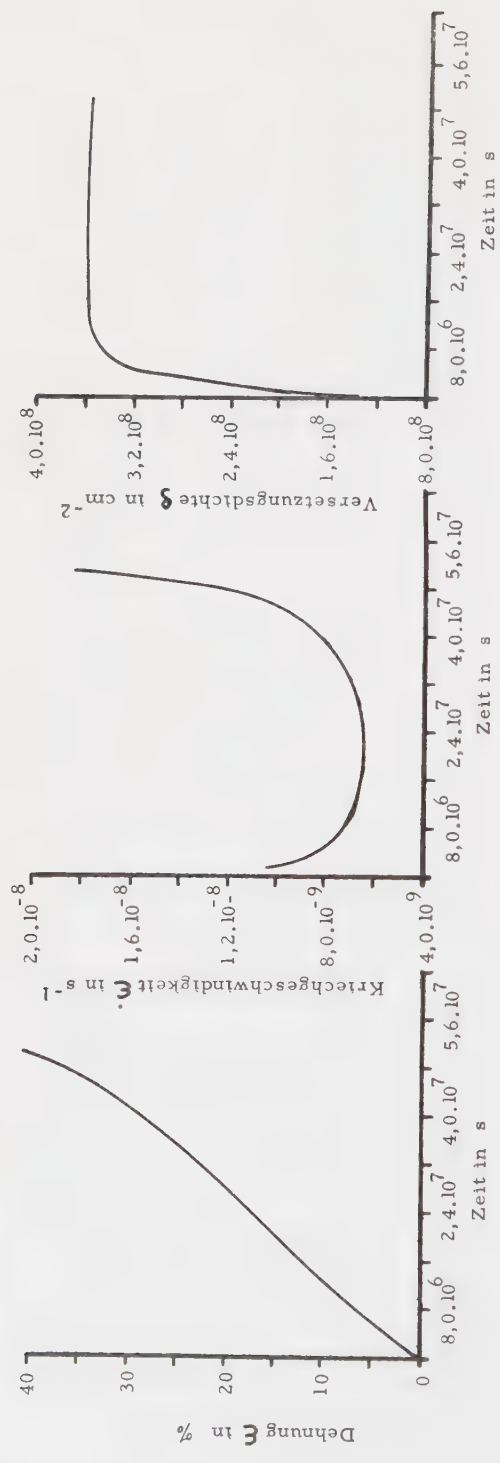
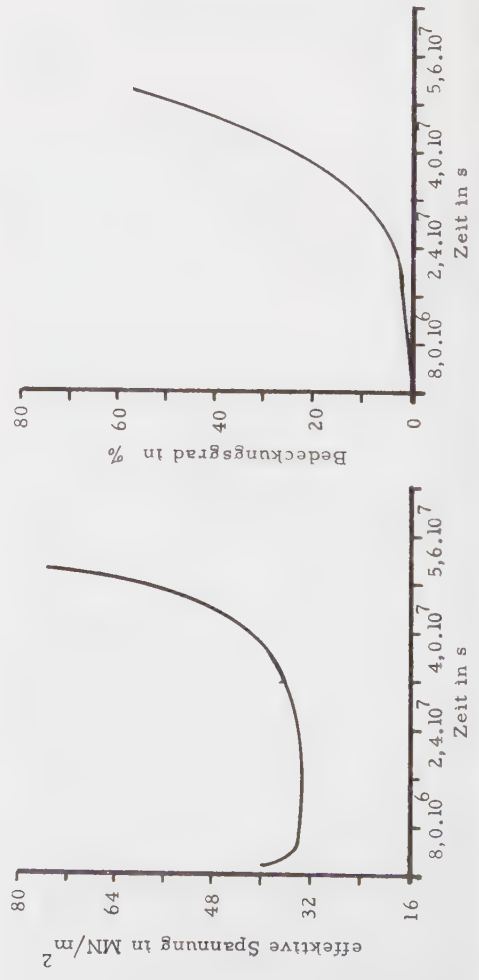


Abb. IV. 5

Berechnete Kriechkurve
im einachsigen Zugversuch
an austenitischem Stahl
Anzahl der Poren = $f(t)$
linearer Anstieg
 $\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$
 $T = 850 \text{ K}$
Datensatz: \$GH5



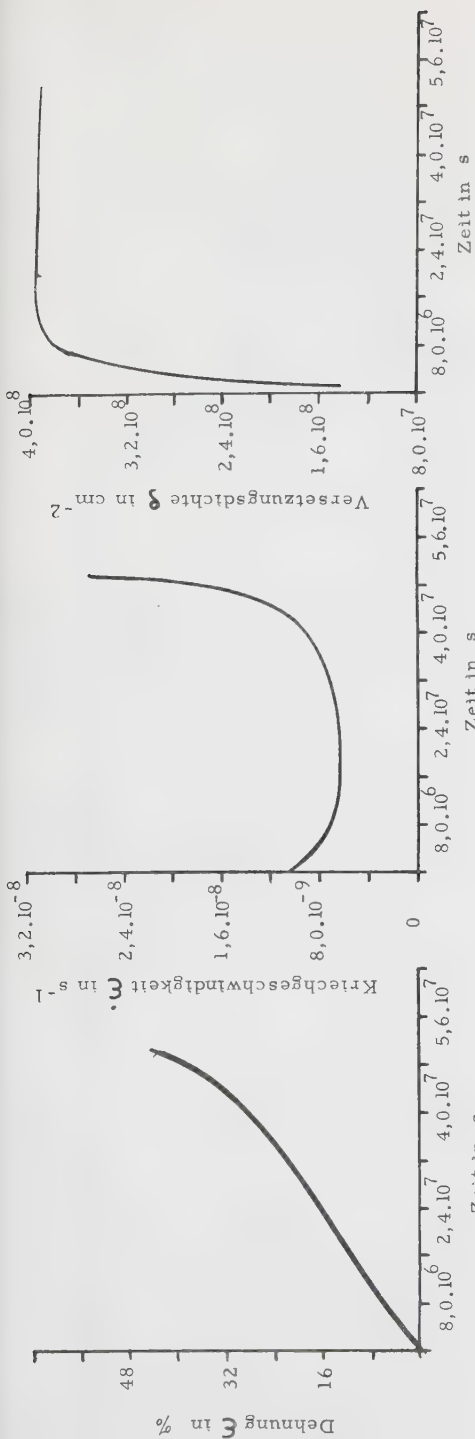
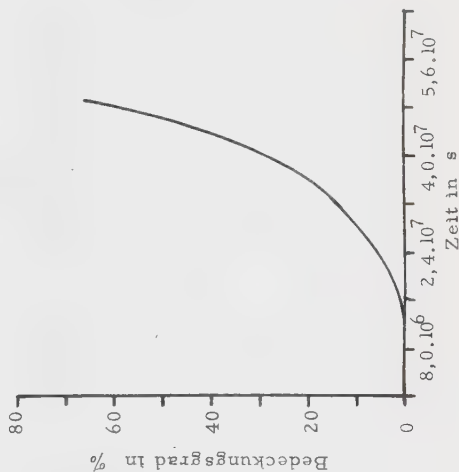
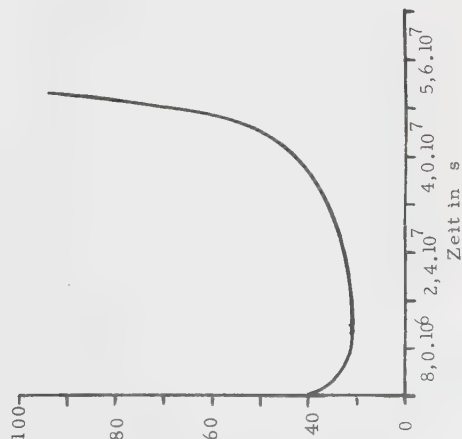
effektive Spannung in MN/m^2 

Abb. IV. 6

Berechnete Kriechkurve
im einachsigen Zugversuch
an austenitischem Stahl
Anzahl der Poren $= f(t)$,
Anstieg mit

$$N_0 (1 - \exp(-\frac{t}{\tau}))$$

$$\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$$

$$T = 850 \text{ K}$$

Datensatz: \$GH6

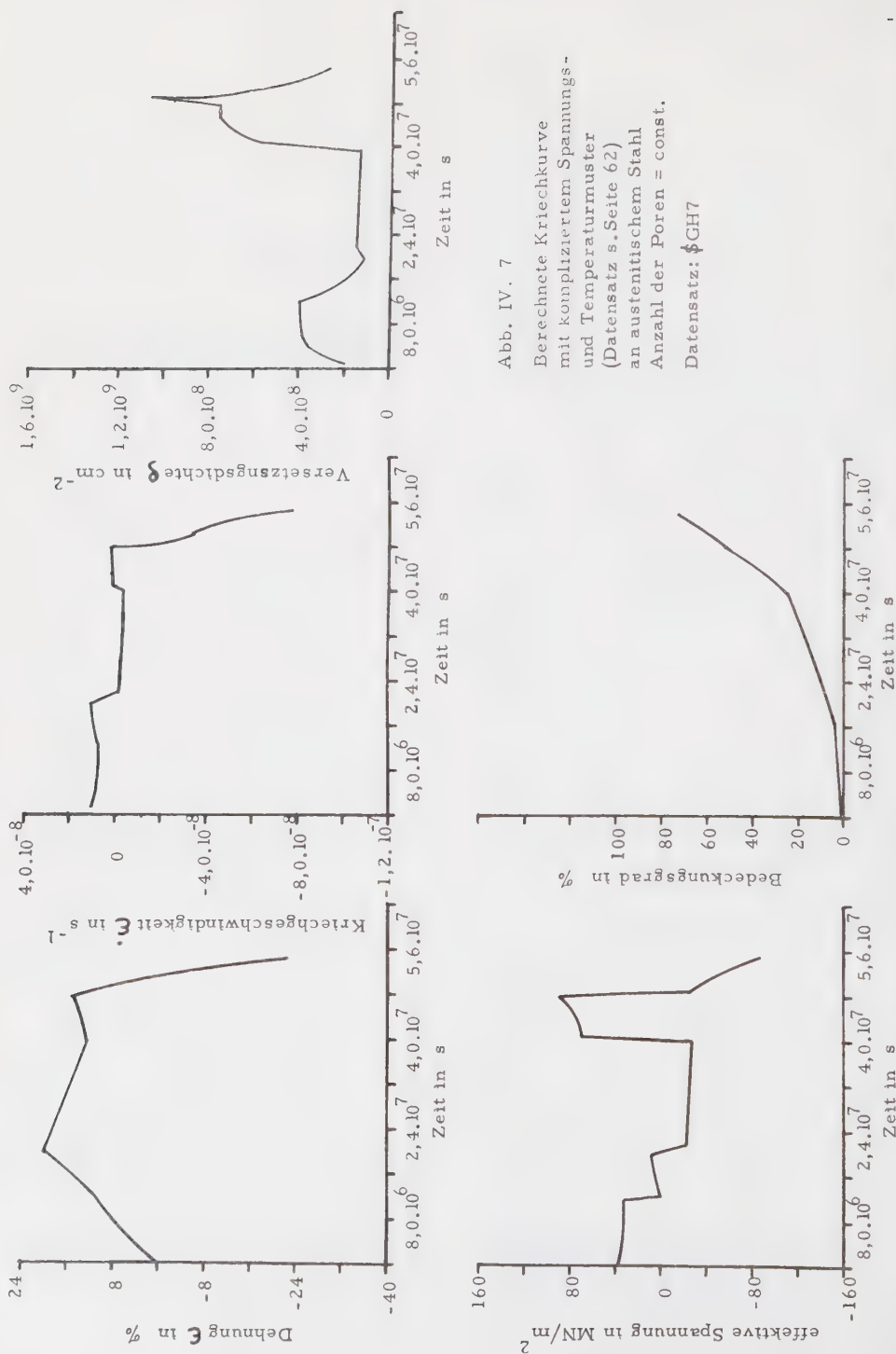


Abb. IV. 7

Berechnete Kriechkurve
mit kompliziertem Spannungs-
und Temperaturmuster
(Datensatz s. Seite 62)
an austenitischem Stahl
Anzahl der Poren = const.

Datensatz: \$GH7

IV.2 Ansätze zur Berücksichtigung zweiter Phasen, z.B. Karbiden oder Ausscheidungen

Ausscheidungen stellen sehr wirksame Versetzungshindernisse dar. Man hat deshalb schon sehr früh durch Ausscheidungen, Karbide oder ähnliches versucht, die Kriechfestigkeit von Werkstoffen zu erhöhen. Leider nimmt in solchen Werkstoffen dann auch die Bruchdehnung ab, d.h. es nimmt die Gefahr des Sprödbrechens zu.

Im folgenden werden die im vorhergehenden Kapitel entwickelten Kriechgleichungen modifiziert für den Fall, daß sich während der Beanspruchung Ausscheidungen bilden.

Die Ausscheidungen können vor allem 4 Parameter beeinflussen, nämlich

- 1) die innere Spannung
- 2) den mittleren Sprungabstand, da sie beim Schneiden Sprünge erzeugen können
- 3) die anzunehmende stationäre Versetzungsdichte (beweglich!), da sie Quellen für Versetzungen darstellen (z.B. nach Art der Frank-Read-Quellen) bzw. bewegliche Versetzungen an Ausscheidungen zum Teil immobilisiert werden
- 4) die Form und Anzahl der Poren.

Alle diese Parameter werden davon abhängig sein, wie schnell sich Ausscheidungen bilden bzw. ob diese bereits mit konstanter Geometrie und Anzahl in der Matrix vorhanden sind.

Vor allem für den stationären Kriechbereich liegen von zahlreichen Autoren Messungen über das Kriechverhalten von Werkstoffen mit Ausscheidungen vor (z.B. 80-85).

Wie schon im vorhergehenden Abschnitt wird die Theorie hier zunächst für den stationären Kriechbereich entwickelt. Diese theoretischen Ansätze werden dann auf den primären und tertiären Kriechbereich übertragen.

Zunächst soll dabei aus Gründen der Einfachheit angenommen werden, daß die Ausscheidungsteilchen bereits mit zeitlich konstanter Geometrie, sowohl was ihre Ausdehnung als auch ihre Anzahl betrifft, in der Matrix vorliegen.

Teilweise werden hier insbesondere Vorstellungen von R. Lagneborg und B. Bergman (80) übernommen. Diese beiden Autoren führen das veränderte Kriechverhalten auf die Entwicklung innerer Spannungen zurück. Experimentell wurde festgestellt (80), daß im stationären Kriechbereich bei vielen ausscheidungsgehärteten Legierungen (z. B. Nickelbasislegierungen, Cu-Co-Legierungen, Fe-Ni-Ti-Al-Legierungen, austenitische Stähle) folgende Abhängigkeit der Kriechrate $\dot{\epsilon}_s$ von der Spannung gültig ist:

- 1) In Bereichen mit niedriger Spannung läßt sich die Kriechrate als Potenzgesetz mit einem Exponenten nahe bei 4 darstellen.
- 2) Steigert man die anliegende Spannung, so steigt bei einer bestimmten Spannung der Spannungsexponent ziemlich schnell auf Werte von 9 - 11, z. T. sogar erheblich darüber.

Zur Erklärung dieses Verhaltens muß man sich überlegen, welche Möglichkeiten eine Versetzung hat, um ein Hindernis zu überwinden. Im allgemeinen stehen drei Wege zur Verfügung:

- 1) Das Schneiden von Teilchen
- 2) Die Umgehung von Teilchen durch den Orowanprozeß
- 3) Die diffusionsgesteuerte Bewegung (Klettern) von Versetzungen um die Teilchen.

Die Prozesse 1 und 2 erfordern eine bestimmte Schwellspannung, um wirksam zu werden, der Prozeß 3 kann auch bei sehr kleinen Spannungen ablaufen.

Eine Analyse dieses Kriechverhaltens wurde bereits von vielen Autoren durchgeführt (z. B. 80 - 85). Dabei stellte sich heraus (vgl. 80, 82), daß die beobachteten Kriechraten mit folgendem Modell im Einklang sind:

- 1) Unterhalb der sog. Orowanspannung, die hier als Schwellspannung für das Umgehen von Teilchen verstanden wird, kommt das Kriechen durch diffusionsgesteuertes Klettern über die Hindernisse zustande. Für diejenigen Versetzungen, die nicht an einem Teilchen anliegen, wird zur Beschreibung der Geschwindigkeit weiterhin ein Hyperbelsinusgesetz

verwendet, das jedoch in mehrfacher Hinsicht gegenüber Gleichung IV.1 modifiziert ist:

- a) Der mittlere Sprungabstand ist kleiner als in einem Werkstoff ohne Ausscheidungen, da beim Überklettern der Hindernisse Sprünge erzeugt werden können. Durch die Linienspannung der Versetzung werden diese Sprünge jedoch relativ bald nach Überwinden des Hindernisses wieder egalisiert. Diese Annahmen sind im Einklang mit (80).
- b) Die effektive Spannung für die Versetzungsbewegung wird durch innere Spannungen durch Ausscheidungen vermindert; es ist:

$$(IV.21) \quad \sigma_{\text{eff}} = \sigma - \sigma_{\text{Versetzen}}^+ - \sigma_{\text{Ausscheidungen}}^+$$

Die innere Spannung $\sigma_{\text{Versetzen}}^+$ ist hier wie im vorhergehenden Abschnitt durch $0,3 G b \sqrt{\xi}$ gegeben, während für die Größe $\sigma_{\text{Ausscheidungen}}^+$ nach Messungen aus (82) folgende Abhängigkeit angenommen wurde:

$$(IV.22) \quad \sigma_{\text{Ausscheidungen}}^+ = \alpha_6 \cdot \sigma.$$

Die Konstante α_6 kann dabei im allgemeinen noch von der Geometrie der Ausscheidungen abhängig sein. Für mehrere Materialien wurde in (82) die Konstante α_6 für relativ kleine Teilchenradien zu 0,75 gefunden. Dieser Wert wurde hier beibehalten.

- c) Es können nicht mehr alle Versetzungen innerhalb der Körner (bzw. Subkörner) als beweglich angesehen werden, da viele an den Ausscheidungen zeitweilig aufgehalten werden. Der unbewegliche Bruchteil von Versetzungen wird proportional sein zum Volumenbruchteil der Ausscheidungen, d.h. es wird gelten:

$$(IV.23) \quad \xi_{\text{beweglich}} = \xi_{\text{gesamt}} (1 - \alpha_7 A_v).$$

Dabei ist α_7 wieder eine Konstante, die ein Maß für die Schnelligkeit des Überkletterns der Hindernisse ist und A_v ist der Volumenbruchteil der Ausscheidungen am gesamten Werkstoff.

- d) Durch die Veränderung des Sprungabstandes kann sich selbstverständlich auch die Abnahmekonstante μ_2 für Formel (IV.10) ändern.

Für den Sprungabstand im stationären Bereich wurde hier angesetzt:

$$(IV.24) \quad \lambda_{\text{gesamt}} = \frac{1}{1/\lambda_{\text{Versetz.}} + 1/\lambda_{\text{Ausscheid.}}}$$

In dieser Formel sind $\lambda_{\text{Versetz.}}$ bzw. $\lambda_{\text{Ausscheid.}}$ diejenigen Sprungabstände, die sich ohne Ausscheidungen bzw. nur durch Ausscheidungen ergeben würden.

Die aufgeführte Formel (IV.24) hat den Vorteil, daß bei verschwindendem Volumenbruchteil von Ausscheidungen ($\lambda_{\text{Ausscheid.}} \rightarrow \infty$) der Sprungabstand im Werkstoff ohne Ausscheidungen als Grenzfall erhalten wird.

Die durch Ausscheidungen verursachte Verminderung des Sprungabstandes wird dabei um so stärker ins Gewicht fallen, je größer der Volumenbruchteil der Ausscheidungen ist und je feiner die Ausscheidungen verteilt sind.

Es wurde deshalb verwendet:

$$(IV.25) \quad \lambda_{\text{Ausscheid.}} = \alpha_8 \cdot \frac{l_{\text{Au}}}{A_v} + \alpha_4 \cdot \exp(-\mu_2 t)$$

wobei A_v den Volumenbruchteil der Ausscheidungen und l_{Au} den mittleren Abstand der Mittelpunkte der Ausscheidungen bedeuten.

Der zweite Term in Gleichung (IV.25) beschreibt dabei die Abnahme des Sprungabstandes durch Ausscheidungen im Übergangskriechbereich.

Für ein weiter unten aufgeführtes Rechenbeispiel an dem dispersionsgehärteten Werkstoff Ni 20 Cr - ThO₂ wurde die Konstante α_8 so gewählt, daß sich bei einer Spannung von $\sigma = 145 \text{ MN/m}^2$ der Sprungabstand von ca 15 nm im nicht gehärteten Material (ohne ThO₂) auf 1,8 nm in dem mit einem Volumenbruchteil von 2 % ThO₂ gehärtetem Material verkleinert. Der mittlere Abstand der Mittelpunkte benachbarter Aus-

scheidungen wurde dabei zu 100 nm angenommen.

Durch diese Sprungabstände lassen sich nämlich die beobachteten Kriechraten am besten erklären.

Die Abnahmekonstante μ_2 (Formel IV.10), die man zur Beschreibung des Sprungabstandes im Übergangskriechbereich benötigt, wurde additiv aus der Abnahmekonstanten im ungehärteten Material μ_2' und der Abnahmekonstanten durch Ausscheidungen zusammengesetzt, d.h.

$$(IV.26) \quad \mu_2 = \mu_{2, \text{Versetz.}} + \mu_{2, \text{Ausscheid.}}$$

2) Oberhalb der Schwellspannung, wo ein Umgehen oder Schneiden der Teilchen möglich ist, wurde zur Beschreibung der Kriechrate ebenfalls ein Hyperbelsinusetz verwendet. In diese Funktion wurden allerdings andere Werte als die unterhalb der Schwellspannung benützten eingesetzt. Die Unterschiede sind insbesondere folgender Art:

- a) Es wurde angenommen, daß die Umgehung von Ausscheidungen durch den Orowanprozeß mit größter Geschwindigkeit abläuft, so daß im Korninneren (bzw. Subkorninneren) wieder praktisch alle Versetzungen beweglich sind und durch den Orowanprozeß nicht wesentlich verlangsamt werden (d.h. nicht zeitweise unbeweglich sind).
- b) Die Entwicklung innerer Spannungen ist durch die Versetzungen und die durch den Orowanmechanismus verbrauchte Spannung gegeben, d.h. es gilt:

$$(IV.27) \quad \sigma_{\text{eff}} = \sigma - \sigma_{\text{Versetz.}}^+ - \sigma_{\text{Orowan.}}^+$$

Für die zum Umgehungsmechanismus benötigten Spannungen sind in (82) einige Ableitungen aufgeführt. Man erhält als Ergebnis:

$$(IV.28) \quad \left(\frac{\sigma^+}{E} \right)_{\text{Orowan}} = \frac{0,95 \cdot b}{8\sqrt{\pi} (1 + \nu) \sqrt{1 - \nu} (l_{\text{Au}} - d_{\text{Au}})}$$

Hierin ist:

g = Geometriefaktor; das Reziproke davon ist der Schmidfaktor, letzterer wurde für polykristallines Material zu $1/3$, $l = 0,32$ angenommen.

b = Burgersvektor

ν = Querkontraktionszahl = 0,3

l_{Au} = Abstand der Ausscheidungen

d_{Au} = Durchmesser der Ausscheidungen

Für typische Werte:

b = 0,25 nm

l_{Au} = 100 nm

d_{Au} = 10 nm

erhielten Lund und Nix (82) folgenden Wert für die Orowanspannung

$$(IV.29) \quad \frac{\sigma_{\text{Orowan}}^+}{E} = 7 \cdot 10^{-4}$$

Dieser Wert wurde auch hier verwendet.

Zur Verdeutlichung dieser Betrachtung wurde die Kriechkurve bei verschiedenen Versuchsbedingungen für den von Lund und Nix verwendeten Werkstoff Ni 20 Cr ThO₂ berechnet. Dabei wurde wieder das Programm \$GER (Datensätze \$GH8A und \$GH8B, siehe Anhang) zugrunde gelegt. Die benötigten Eingangsdaten, wie z. B. Diffusionskoeffizient, Aktivierungsenergie, Größe und Anzahl der Ausscheidungen, etc. wurden aus (81) entnommen. Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb. IV.8 dargestellt. Zur Erklärung von Abb. IV.8 ist folgendes zu sagen:

Kurve 1 zeigt die Kriechkurve von Ni 20 Cr 2 ThO₂ bei einer Spannung von $\sigma_1 = 450 \text{ MN/m}^2$, ($T = 973 \text{ K}$),

Kurve 2 wurde für das gleiche Material, jedoch für eine Spannung von $\sigma_2 = 145 \text{ MN/m}^2$ berechnet ($T = 1173 \text{ K}$).

Der mittlere Durchmesser der Ausscheidungsteilchen betrug in beiden Fällen 10 nm. Die Spannung σ_1 lag dabei oberhalb der Orowanspannung ($\sigma_{\text{Orowan}}^+ = 300 \text{ MN/m}^2$), so daß die Teilchen umgangen werden konnten, während die Spannung σ_2 unterhalb der Orowanspannung lag, so daß dort die Teilchen durch den wesentlich langsameren Kletterprozeß überwunden werden mußten.

Entsprechend groß ist auch der Unterschied in den Kriechraten. Obwohl die Kriechkurve bei der höheren Spannung bei niedriger Temperatur ($T = 973 \text{ K}$) aufgenommen wurde als die Kriechkurve bei geringerer Spannung ($T = 1173 \text{ K}$), liegt deren Kriechrate ($\dot{\epsilon} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) um mehr als 2 Zehnerpotenzen über der Kriechrate bei der geringeren Spannung ($\sigma = 145 \text{ MN/m}^2$, $\sigma_{\text{oro}} = 300 \text{ MN/m}^2$). Entsprechend variiert auch der Sprungabstand zwischen 15 nm und 1,8 nm. Die in Abb. IV.8 eingezeichneten Meßwerte stammen aus der Arbeit von Haußelt und Nix (84) im stationären Kriechbereich.

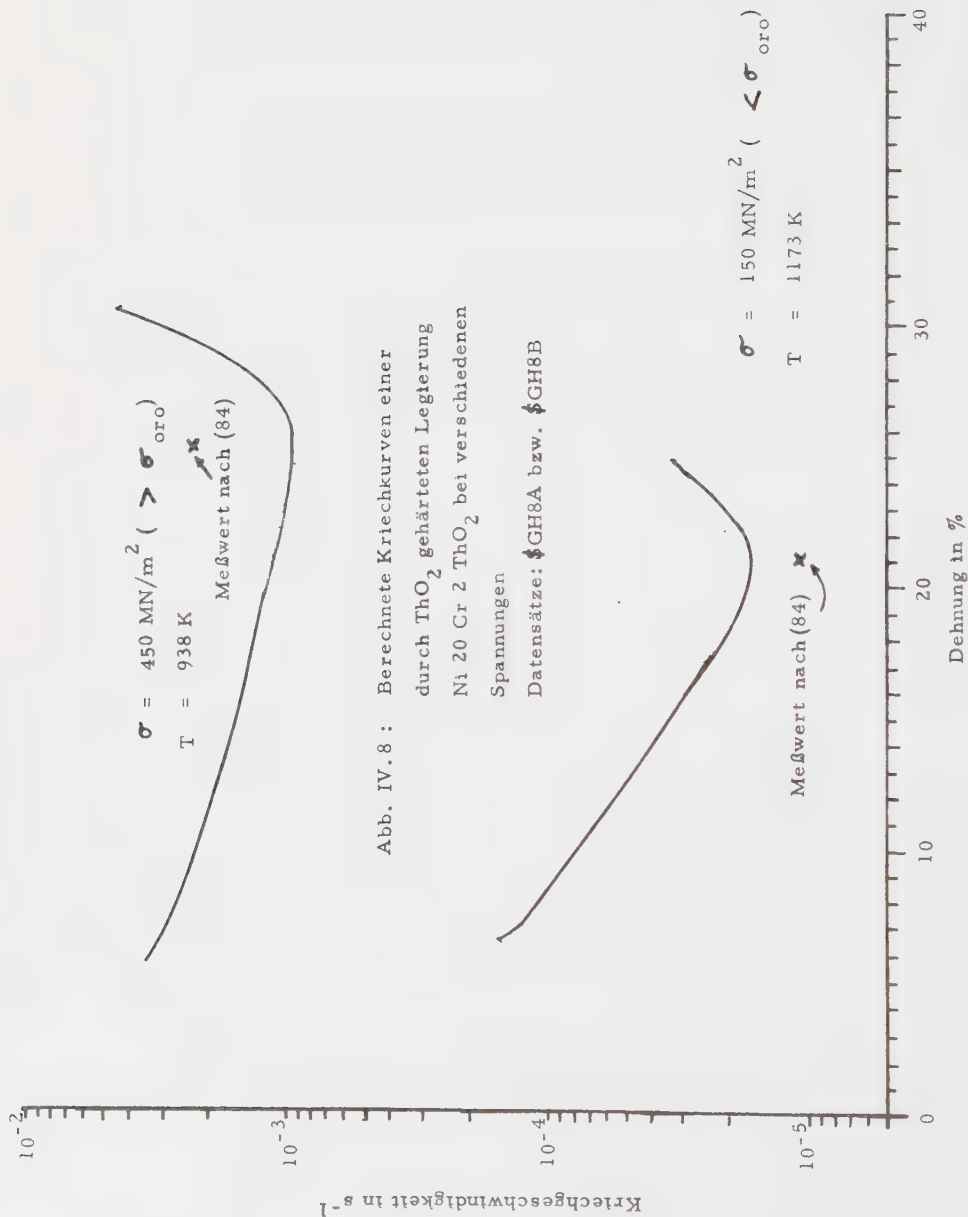


Abb. IV.8: Berechnete Kriechkurven einer durch ThO_2 gehärteten Legierung Ni 20 Cr 2 ThO_2 bei verschiedenen Spannungen
Datensätze: GH8A bzw. GH8B

Selbstverständlich können in einem realen Werkstoff sowohl die Anzahl der Ausscheidungen pro Volumeneinheit als auch der Radius der Ausscheidungen Funktionen der Zeit sein.

Unter Radius ist hier ein effektiver Radius zu verstehen, der sich durch eine zweifache Mittelung ergibt, nämlich durch

- 1) Mittelung über die verschiedenen Teilchengrößen und
- 2) Mittelung über den Teilchenradius an einem einzigen Teilchen, jedoch in verschiedenen Richtungen. Bei einem elliptischen Teilchen ist $\bar{r}$ durch folgende Beziehung gegeben:

$$(IV. 30) \quad \bar{r} = \frac{r_1 + r_2 + r_3}{3}$$

wobei r_1 , r_2 und r_3 die Halbachsen des Rotationsellipsoids sind.

Die Grundlagen für Teilchenentstehung und Teilchenwachstum sind ausführlich in dem Lehrbuch von Haasen (86) dargestellt. Der Volumenbruchteil A_v an Ausscheidungen ist gegeben durch die Formeln:

- 1) Für kleine Zeiten ($t/\tau \leq 0,2$):

$$(IV. 31) \quad A_v(t) = \left(\frac{t}{\tau}\right)^{3/2}$$

- 2) Für große Zeiten ($t/\tau \geq 0,9$; fast der gesamte Werkstoff besteht aus Ausscheidungen):

$$(IV. 32) \quad A_v(t) = 1 - \exp(-t/\tau).$$

In diesen Formeln ist τ eine geeignete Zeitkonstante.

Bei der Bestimmung der für das Teilchenwachstum relevanten Teilchenanzahl treten gewisse Probleme auf, da nicht alle Teilchen gleich wachsen. Für sehr kleine und fein verteilte Teilchen sollte gelten:

$$(IV. 33) \quad r \sim \sqrt{t},$$

da für ein schnelleres Wachstum des Teilchens immer mehr Materie diffundieren müßte. Hat das Teilchen jedoch bereits einen gewissen Radius erreicht,

so tritt in vielen Fällen die sog. Ostwald-Reifung auf : größere Teilchen wachsen auf Kosten von kleineren; für den Radius der wachstumsfähigen Teilchen gilt das Gesetz von Lifshitz - Wagner:

$$(IV. 34) \quad \bar{r}^3 - r_o^3 \sim \frac{t}{k T}$$

Hier ist $\bar{r}$ der mittlere Teilchenradius und r_o der Anfangsradius.

Sowohl die Entwicklung des Teilchenradius als auch die Entwicklung der Teilchenanzahl pro Volumeneinheit (1 Volumeneinheit $\hat{=}$ 1 Korn) lassen sich durch Potenzfunktionen in der Zeit approximieren; aus diesem Grund ist im Programm \$GER vorgesehen, für den Teilchenradius r_a und für die Teilchenanzahl pro Volumeneinheit N_a folgende Funktionen zu verwenden:

$$(IV. 35) \quad r_a = r_{a0} + \mu_5 t^{n_4}$$

$$(IV. 36) \quad N_a = N_{a0} + \mu_6 t^{n_5}$$

Den ausgeschiedenen Volumenbruchteil A_v erhält man daraus nach der Formel:

$$(IV. 37) \quad A_v(t) = \frac{r^3(t) \cdot N_a}{r_k^3} ; \quad A_v(t) \leq 1.$$

Die Konstanten μ_5 , μ_6 , sowie n_4 und n_5 müssen dabei aus Experimenten angepaßt werden. So ist z.B. μ_6 (in einem bestimmten Zeitbereich) negativ, wenn Ostwald-Reifung vorliegt; es wird jedoch positiv, wenn die Keimbildung von Teilchen überwiegt.

In einem Material mit Ausscheidungen wird sich natürlich auch der Diffusionskoeffizient gegenüber demjenigen im reinen Material ändern. Im Programm \$GER ist hier eine lineare Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten vom ausgeschiedenen Volumenbruchteil vorgesehen; für einen realen Werkstoff mußte eine empirische Funktion $D(A_v(t))$ verwendet werden.

Durch das Wachstum der Teilchen verändern sich vor allem die inneren Spannungen sowie die Anzahl unbeweglicher Versetzungen pro Volumeneinheit.

Durch beide Prozesse wird die Kriechgeschwindigkeit stark verlangsamt. Falls die inneren Spannungen die Größe der anliegenden Spannung erreichen oder sogar überschreiten, wurde σ_{eff} gleich Null gesetzt, so daß auch $\dot{\epsilon} = 0$ resultiert. Es läßt sich auf diese Weise verstehen, daß die Verformung durch Ausscheidungen zum Stillstand gebracht werden kann.

IV. 3: Betrachtung statistischer Prozesse beim Poren- und Rißwachstum

Beim Poren- bzw. Rißwachstum müssen mehrere in den letzten Abschnitten unberücksichtigte Prozesse behandelt werden. In erster Linie sind das

1. Spannungskonzentration an den Porenenden,
2. Rißwachstum, das nicht durch Diffusion zustande kommt,
3. Prozesse, die durch lokale Einschnürung der Probe entstehen und damit nur eine bestimmte Stelle betreffen.

Daß der Bruch eines Werkstoffes nicht allein durch diffusionsgesteuertes Porenwachstum ausgelöst wird, wird besonders bei näherer Betrachtung der Kurven Bedeckungsgrad = f (Zeit) in den Abb. IV. 1 bis IV. 7 deutlich. Die dort auftretenden Bedeckungsgrade der Kornoberfläche mit Poren sind ja beim Bruch stets gleich 1; die Annäherung an den Bruch erfolgt nicht rapide schnell. Nimmt man die Poren als homogen über die Probe verteilt an, so würde dies bedeuten, daß sich die Dichte des Werkstoffes im tertiären Kriechbereich durch (runde) Poren beträchtlich ändert, was experimentell jedoch nicht bestätigt wird. Berechnet man nämlich den von Poren ausgefüllten Volumenbruchteil durch Annahme realistischer Porenradien und Korngrößen, so erhält man für die Dichteänderung des Werkstoffes zwischen dem unbelasteten Material und dem Material beim Bruch Werte in der Größenordnung von 10 %.

Typische Daten beim Bruch des Werkstoffes sind z.B. für ferritischen Stahl:

Kornradius $r_k = 50 \mu m$

Porenradius $r = 1,5 \mu m.$

In den üblichen Bruchtheorien wird die Zeit bis zum Bruch so errechnet, daß man vom Porenradius $r = 0$ bis $r = a/2$ (a = Abstand der Porenmittelpunkte) integriert. Das würde bedeuten, daß beim Bruch die Poren auf den Korngrenzen dicht liegen. Dieses Ereignis muß allerdings nur an einer einzigen Stelle der Probe passieren. Läßt man wegen der Streuung der Porenradien den Bruch bei einem durchschnittlichen Bedeckungsgrad der Kornoberfläche mit Poren zu, so erhält man für vereinfachte Korngeometrie (würfelförmige Körner, Durchmesser $2 r_k$) :

$$(IV. 38) \quad \frac{V_{\text{Pore}}}{V_{\text{Matrix}}} = \frac{N \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3}{(2 r_k)^3} = 6 \%$$

V_{Poren} = gesamtes Volumen der Poren in der Matrix

V_{Matrix} = Volumen des ursprünglichen Werkstoffs (ohne Poren)

N = Anzahl der Poren pro Korn = $\frac{1}{2} \cdot 6 \cdot (2 r_k / 2 r)^2$

Das Ergebnis ändert sich nicht wesentlich, wenn man statt der idealisierten würfelförmigen Kornform eine andere zuläßt oder wenn man diskusförmige Poren betrachtet; man erhält in jedem Falle einen zu großen Volumenbruchteil der Poren im tertiären Bereich.

Da die Poren näherungsweise das spezifische Gewicht 0 haben, sollte der Volumenbruchteil der Probe an Poren gleich der relativen Dichteänderung $\Delta \rho / \rho$ des Materials zwischen unbehandeltem Zustand und dem Bruch sein. Für die Dichteänderungen wurden von Gröschel (87) an Reineisen und ferritischem Stahl Werte von höchstens 0,1 bis 1 % gefunden; auch Hendawy gibt für ferritischen Stahl Werte von weniger als 1 % an (88).

Diese Phänomene legen als Deutung zwei Schlüsse nahe:

- 1) Der Bruch eines Werkstücks wird nicht nur durch diffusionsgesteuertes Porenwachstum bestimmt, sondern es muß Rißentstehung bzw. Rißausbreitung berücksichtigt werden.
- 2) Der Bruch eines Werkstücks wird nicht durch gleichmäßig über die ganze Probe verteilte Risse ausgelöst; vielmehr werden sich an einer zufälligerweise schon vorgeschädigten Stelle Risse entwickeln und ausbreiten, während andere Stellen der Probe noch ohne Risse sind; d.h. der Bruch des Werkstücks wird durch statistische Prozesse mitbestimmt.

Diese Rißentwicklung und -ausbreitung ist so zu verstehen, daß sich unter dem Einfluß der von außen anliegenden Spannung zufälligerweise nahe beieinanderstehende Poren zu einem Mikroriß zusammenschließen, der sich genau dann ausbreiten kann, wenn die bei der Rißbildung freiwerdende Volumenenergie größer ist als die Energie, die notwendig ist, um die Atombindungen aufzubrechen. Ein Rißwachstum auf dieser Grundlage wurde bereits von vielen Autoren betrachtet (z.B. 89 - 94). Übereinstimmendes Merkmal all dieser Theorien ist, daß sie statistische Züge tragen. Untersuchungen über das Rißwachstum wurden insbesondere von U. Lindborg angestellt. Er hat gezeigt, daß sich solche Risse bei Überschreitung einer kritischen Spannung sehr schnell ausbreiten, bis sie von einem Hindernis eine Zeitlang aufgehalten werden. Ein solches Hindernis kann ein Teilchen zweiter Phase, ein Tripelpunkt, etc. sein. Selbstverständlich umschlingt der Riß nach einer gewissen Zeit Teilchen und läuft weiter. U. Lindborg gibt an, daß der Rißlaufweg von einem Hindernis zum nächsten etwa so groß wie der Korndurchmesser ist. Durch dieses zeitweise Aufhalten der Rißfront an Hindernissen wird die weitere Rißentwicklung gebremst, so daß der Bruch des Werkstücks hinausgeschoben wird. Durch Anwendung statistischer Methoden kann man weiter zeigen, daß die von Rissen bedeckte Fläche in einem Schnitt durch die Probe im Verhältnis zum Gesamtquerschnitt der Probe mit Hilfe einer Exponentialfunktion beschrieben werden kann; im Formelzeichen:

$$\begin{aligned}
 (\text{IV. 39}) \quad B_{\text{Risse}} &= Q_{\text{Risse}} / Q_F = (1 - \exp(-\zeta_8 \Delta t)) = \\
 &= 1 - \exp(-\zeta_8 (t - t_0)).
 \end{aligned}$$

In dieser Formel bedeuten:

B_{Risse} = Bedeckungsgrad der Probenquerschnittsfläche mit Rissen

Q_{Risse} = von Rissen bedeckte Probenquerschnittsfläche

Q_F = gesamte Probenquerschnittsfläche

α_8 = Zeitkonstante für Rißwachstum

Δt = Zeit seit Beginn des Rißwachstums

t_0 = Im Kriechversuch verbrachte Zeit bei Beginn des Rißwachstums.

Der Bruch des Werkstücks ist dann gegeben durch :

$$(IV.40) \quad B_{\text{gesamt}} = B_{\text{Poren}} + B_{\text{Risse}} = 1$$

mit

B_{Poren} = Bedeckungsgrad durch Poren (diffusionsgesteuertes Wachstum, vgl. Abschnitt IV.1)

B_{gesamt} = Gesamtbedeckungsgrad.

In der Formel (IV. 40) kann allerdings B_{gesamt} nicht für die Zunahme von σ_{eff} verantwortlich gemacht werden, da B_{gesamt} ja nur an einer Stelle (Statistik !) gleich 1 werden muß, um den Bruch zu bewirken; über die ganze Probe gemittelt wird B_{gesamt} näher an B_{Poren} liegen, so daß in der Formel (IV. 18) zur Bestimmung der effektiven Spannung für die Verformungsbewegung $B \leq B_{\text{gesamt}}$ ist.

Dieses Rißwachstum wird beginnen, wenn die im Material bereits vorhandenen Mikrorisse bzw. (diskusförmige) Poren eine kritische Rißlänge l überschreiten; nach den Regeln der Bruchmechanik ist dafür eine kritische Spannung folgender Größe nötig:

$$(IV.41) \quad \sigma_c = \sqrt{\frac{2 E (\gamma_{\text{el}} + \gamma_{\text{Pl}})}{\pi \cdot l}}$$

mit

γ_{el} = Oberflächenenergie durch elastische Verzerrung und

γ_{Pl} = Oberflächenenergie durch plastische Verzerrung.

Leider kann in einem realen Werkstoff γ_{Pi} nicht besonders gut bestimmt werden.

Da bei einem realen Werkstoff im Zugversuch jedoch bei ganz bestimmten Dehnungen ein deutliches Abknicken der $\dot{\epsilon}(\epsilon)$ - Kurve nach oben festgestellt werden kann, erhält man daraus den Zeitpunkt t_0 , d.h. der Zeitpunkt t_0 kann (wenigstens im Prinzip) aus der Meßkurve abgelesen werden.

Die Zeitkonstante ζ_8 ist natürlich selbst eine Funktion der Spannung; ein Riß wird sich um so leichter ausbreiten können, je mehr die Spannung σ die kritische Spannung für die Rißausbreitung überschreitet, auch läuft dann das Überwinden von Hindernissen sehr viel schneller ab. Aus diesem Grunde wurde für die Zeitkonstante ζ_8 versuchsweise folgender Ansatz gemacht:

$$(IV. 42) \quad \zeta_8 = \alpha_{11} \cdot |\sigma|,$$

wobei α_{11} eine Anpassungskonstante ist. Sie wurde aus dem Anstieg der Kriechgeschwindigkeit im tertiären Kriechbereich (unter Berücksichtigung des Anstiegs durch das Porenwachstum) bestimmt. Der Bruch des Werkstücks kann dann allerdings bei $B < 1$ eintreten, da mit dieser Methode ein mittlerer Bedeckungsgrad, nicht jedoch der Bedeckungsgrad in der kritischen Bruchzone bestimmt wurde.

Umgekehrt kann aus diesem Zeitpunkt t_0 auf die Porengröße geschlossen werden, bei der die (statistische) Zusammenlagerung zu Rissen beginnt. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die einzelnen Poren auf den Korngrenzen sehr verschieden groß sein können. Diese verschiedene Größe ist gegeben durch zwei Prozesse, nämlich:

- 1) durch das Entstehen von Poren; Poren, die später entstanden sind, hatten noch nicht genügend Zeit, um sich entsprechend so zu vergrößern wie Poren, die bereits zu Beginn des Kriechvorgangs vorhanden waren;
- 2) durch Streuungen des Porenradius durch statistische Vorgänge. Die in den Formeln zur Berechnung des Bedeckungsgrades verwendeten Porenradien r

sind als mittlere Porenradien $\bar{r}$ zu verstehen; sie sind mit einer gewissen Streubreite b_r behaftet. Diese Streubreite b_r kann z.B. an Schliffbildern ermittelt werden, wenn man die sichtbaren Porenradien bestimmt und klassifiziert. Eine solche Arbeit wurde z.B. von P. W. Davies und K.R. Williams (99) an Proben von ferritischem Stahl durchgeführt, und zwar zu Beginn und Ende des tertiären Kriechbereichs (Zugversuche, Spannung $\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$). Das Ergebnis der Verteilung der Porenradien zeigt die folgende Tabelle (nach Daten aus (99)).

Wahrscheinlichkeit, daß Porengröße unter dem angegebenen Wert liegt		
Porenradius in μm	Anfang des tertiären Kriechbereichs	Ende des tertiären Kriechbereichs (Bruch)
1,00	0,10	-
1,25	0,20	-
1,50	0,35	-
1,75	0,50	0,01
2,00	0,65	0,02
2,25	0,75	0,05
2,50	0,85	0,08
2,75	0,91	0,11
3,00	0,96	0,25
3,25	0,99	0,40
3,50	-	0,50
3,75	-	0,65
4,00	-	0,75
4,25	-	0,85
4,50	-	0,92
4,75	-	0,96
5,00	-	0,99

Zur Charakterisierung der Verteilungsfunktion für die Porenradien wurde hier von einer Gaußverteilung

$$(IV.43) \quad H = H_0 \cdot \exp \left(- (\Delta r)^2 / 2S^2 \right)$$

ausgegangen.

H = Häufigkeit der Poren in der Entfernung Δr vom Maximum r_m

H = Häufigkeit der Poren bei der größten Häufigkeit

S = Standardabweichung

Es gilt ferner:

$$(IV.44) \quad N = \int_0^{r_{\text{Max}}} H(r) dr$$

N = Gesamt-Anzahl der Poren.

Als häufigsten Porenradius ergeben sich hier Werte von $1,3 \cdot 10^{-6}$ m am Anfang des tertiären Kriechbereichs und $3,4 \cdot 10^{-6}$ m beim Bruch.

Es ist anzunehmen, daß die größten Poren hier bereits kritische Risse im obigen Sinne (bei gegebener Spannung) darstellen. Man erhält damit eine kritische Rißlänge in der Größenordnung von etwa $4 \cdot 10^{-6}$ m.

Die Standardabweichung der Porenverteilung vom Mittelwert ($= 63$ % der Poren bzw. Risse innerhalb des Intervalls $r_m \pm S$) ergibt sich daraus zu folgendem Wert:

Am Anfang des tertiären Kriechbereichs: $S = 0,8 \mu\text{m}$

Am Ende des tertiären Kriechbereichs (Bruch) : $S = 0,9 \mu\text{m}$

Für die zweifache Standardabweichung (95 % der Radien innerhalb des Intervalls $r_m \pm S$) erhält man entsprechend:

Am Anfang des tertiären Kriechbereichs: $S = 1,6 \mu\text{m}$

Am Ende des tertiären Kriechbereichs: $S = 1,8 \mu\text{m}$

Durch solche Überlegungen kann der Zeitpunkt, an dem sich Poren zu kleinen (wachstumsfähigen) Rissen zusammenschließen, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit angegeben werden. Rechnet man damit, daß die weitere Entwicklung zum Bruch relativ rasch verläuft, so kann auch der Zeitpunkt des Bruchs mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit errechnet werden.

Ein solches Beispiel wurde mit Daten von austenitischem Stahl durchgerechnet (Programm \$GER, Vergleich der Datensätze \$GH9A und \$GH9B). Das Ergebnis ist in Abb. IV.9 dargestellt.

Legt man eine Porenverteilung wie oben angegeben zugrunde und nimmt man als Bruchzeitpunkt den Zeitpunkt an, bei dem der gegenseitige Abstand der Poren mit dreifacher statistischer Sicherheit gerade noch größer ist als der erreichte Porenradius, so ergeben sich folgende Werte für die Porenverteilung beim Bruch:

Häufigster Porenradius: $r = 3,3 \mu\text{m}$

Bedeckungsgrad durch Poren beim Bruch: ca 10 %

Standardabweichung $S = \pm 0,9 \mu\text{m}$.

Der Bedeckungsgrad beim Bruch ist also relativ niedrig. Insofern sind die unrealistisch hohen Bedeckungsgrade korrigiert, die sich ergeben, falls man auch nach Einsetzen der Rißbildung nur diffusionsgesteuertes Porenwachstum betrachtet.

Andererseits ist ein Konstrukteur meist an Dehnungen der Größenordnung 0,1 - 1 % interessiert, d.h. an Dehnungen im Bereich des Übergangskriechens. In diesem Bereich sowie im größten Teil des stationären Kriechbereichs kann ein diffusionsbestimmtes Porenwachstum angenommen werden. Da dort die Abstände der Poren meist noch relativ groß gegenüber ihrem Radius sind, kann man die vereinfachten Formeln für das Porenwachstum anwenden, die dann zu einer besseren Beschreibung des Kriechvorgangs führen.

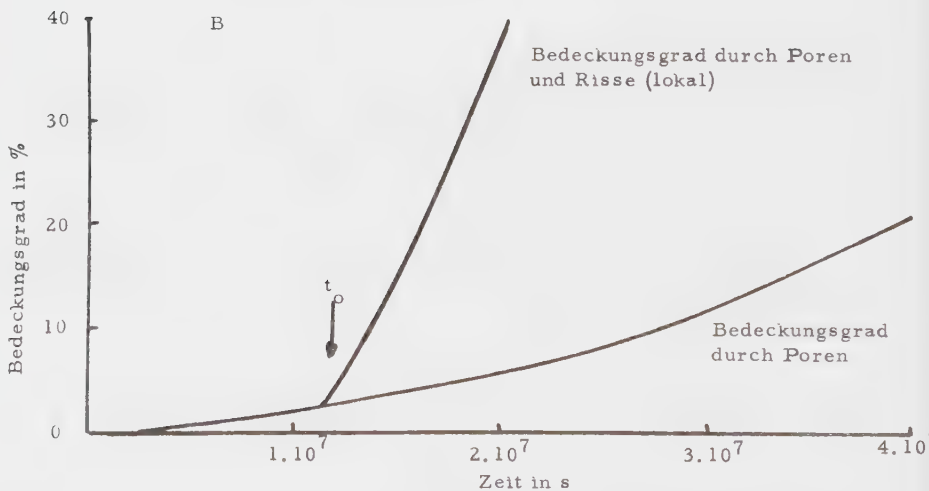
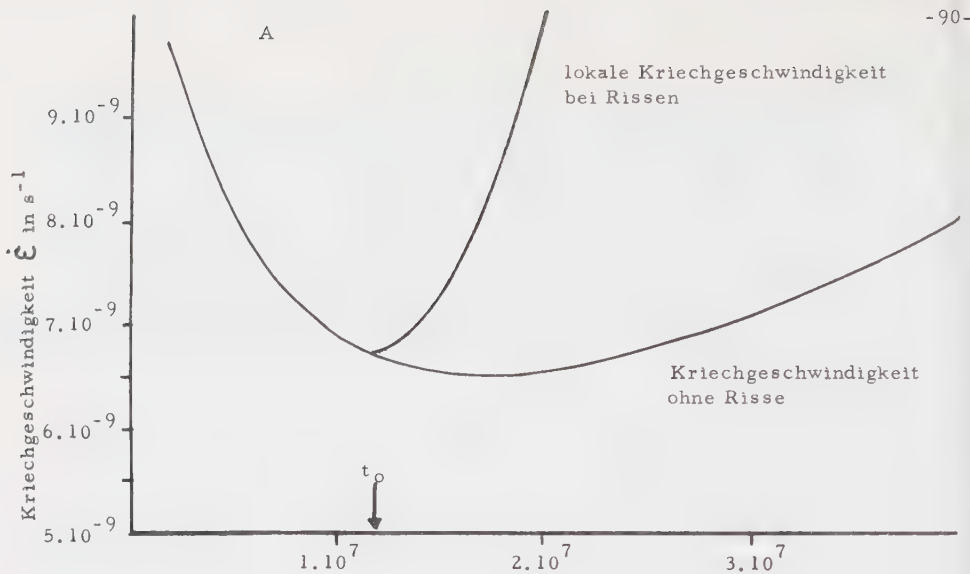


Abb. IV. 9: Vergleich des Kriechverhaltens von austenitischem Stahl, mit und ohne Berücksichtigung von Rissen

A) Kriechkurve $\dot{\epsilon} = f(t)$

B) Bedeckungsgrad durch Poren bzw. Risse

Spannung: 50 MN/m²

Datensätze: \$GH9A bzw. \$GH9B

IV. 4 Quantitative Analyse der Versetzungsanordnung

In den letzten Abschnitten wurde die Versetzungsbewegung als tragender Prozeß der Verformung im stationären Kriechbereich dargestellt. Es wurde dabei von Schraubenversetzungen mit Sprüngen ausgegangen, die sich diffusionsgesteuert bewegen. Dabei wurde bereits der Anteil beweglicher Versetzungen in empirischer Weise berücksichtigt (vgl. IV. 2). Nicht betrachtet wurde bisher die geometrische Anordnung der Versetzungen. Für die Versetzungsbewegung ist es jedoch keinesfalls gleichgültig, ob die Versetzungen als gleichmäßiges Netzwerk oder z. B. in Subkorn Grenzen konzentriert vorliegen. Die Beachtung dieser Tatsache ist besonders dann wichtig, falls man Übergangsphänomene nach Laständerungen gut beschreiben will. Da im technischen Einsatz jedoch fast immer wechselnde Spannungen vorliegen, gewinnt dieser Aspekt an Bedeutung. Es sollen deshalb hier kurz die durch die geometrische Anordnung der Versetzungen hervorgerufenen Effekte diskutiert werden.

Die Anordnung von Versetzungen in Subkörnern hat insbesondere zwei Effekte zur Folge:

- 1) Die Versetzungen im Subkorninneren sind (nahezu alle) beweglich.
- 2) Die in den Subkorn Grenzen gespeicherten Versetzungen liefern einen Beitrag zur inneren Spannung.

Durch den zweiten Effekt vermindert sich die zur Versetzungsbewegung zur Verfügung stehende Spannung:

$$(IV. 45) \quad \sigma_{\text{eff}} = \sigma - \sigma_{\text{vers.}}^+ - \sigma_{\text{sk}}^+$$

In dieser Formel bedeuten $\sigma_{\text{vers.}}^+$ die innere Spannung auf Grund von Versetzungen im Subkorninneren ($\sigma_{\text{vers.}}^+ = 0,3 \text{ Gb} \sqrt{\rho}$) und σ_{sk}^+ die durch Subkorn Grenzen hervorgerufenen inneren Spannungen.

Zur Festlegung von σ_{sk}^+ betrachtet man den Übergangskriechbereich. Hier liegen experimentelle Ergebnisse vor, die Hinweise abgeben.

Zunächst einige Bemerkungen zur Größe der Zellen bzw. Subkörner. Arbeiten darüber erschienen z. B. von Streb und Reppich (95); es wird dort ein Überblick über die Ergebnisse mehrerer Autoren an den verschiedensten Werkstoffen (LiF, NaCl, Cu, Al, Fe₃Si, rostfreier Stahl) gegeben.

Die Resultate für die betrachteten Materialien können in der folgenden Form zusammengefaßt werden:

$$(IV. 46) \quad \left. \begin{array}{l} l_{sk} \sim \sigma^{n_3} \text{ bei } T = \text{const.} \\ l_{sk} \sim T \quad \text{bei } \sigma = \text{const.} \end{array} \right\} l_{sk} = \text{Subkorndurchmesser}$$

Es folgt: $l_{sk} = \alpha_{10} \sigma^{n_3} \cdot T$ mit der Konstanten α_{10}

Hier ist n_3 eine Konstante; für rostfreien Stahl wurde $n_3 = -2/3$ verwendet. Der Subkorndurchmesser l_{sk} verkleinert sich im Übergangskriechbereich vom Anfangswert $l_{sk,0}$ auf den Wert $l_{sk, \text{stationär}}$. Es wurde hier ein exponentieller Verlauf zwischen $l_{sk,0}$ und $l_{sk, \text{stationär}}$ angenommen.

Aufschlüsse über die Entwicklung der Subkorngröße im Übergangskriechbereich - d.h. über die Bestimmung der Zeitkonstanten für das angenommene Exponentialgesetz - geben Messungen von Hüther und Reppich (96). Sie haben in MgO-Einkristallen die Kriechrate und damit verbunden die Versetzungsdichte und die Subkornfläche/Volumen bestimmt.

Dabei zeigte sich, daß im Übergangsbereich die Versetzungsdichte ρ von etwa $2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ auf etwa $1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$, also etwa um den Faktor 2, abnahm, während $\dot{\epsilon}$ um mehr als eine Zehnerpotenz bis zum Dehnungsbereich $\epsilon \approx 0,3$ abnimmt. Da der größte Teil dieser Abnahme bei Dehnungen von $\epsilon > 10\%$ auftritt, scheidet auch die Erzeugung zusätzlicher, die Bewegung behindernder Sprünge aus, da sonst Versetzungen innerhalb der Körner bzw. sogar über die Korngrenze hinaus zu große freie Laufwege hätten, bis sie ein Hindernis bzw. die Korngrenze erreichen.

Die Einstellung von ρ auf den stationären Wert erfolgt im Laufe von einigen tausend Sekunden (bei $\sigma = 2 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$), entsprechend einer Dehnung von $\epsilon \approx 10\%$.

Es bleibt dann nur noch die Möglichkeit, die Abnahme von $\dot{\epsilon}$ im Übergangskriechbereich (nicht unmittelbar nach Kriechbeginn) bei Dehnungen von 10 - 30 % durch zwei, vermutlich miteinander verbundenen Prozesse zu erklären:

- 1) die Abnahme von ρ beweglich
- 2) die Ausbildung innerer Spannungen durch Subkorngrenzen.

Diese inneren Spannungen durch Subkorn Grenzen werden um so größer sein, je dichter das Netzwerk von Subkörnern ist. Das bedeutet, daß die inneren Spannungen durch Subkörner mit der anliegenden Spannung wachsen. Da diese inneren Spannungen relativ kurzreichweitig sind, wurde angesetzt:

$$(IV. 47) \quad \sigma_{sk}^+ \sim 1/l_{sk}.$$

Falls sich Subkörner erst im Laufe der Kriechverformung herausbilden (d. h. keine Subkornstruktur im unverformten Material existiert), wurde die Anfangsgröße von l_{sk} dem Korndurchmesser gleichgesetzt oder sogar noch größer gewählt. Durch Einsetzen von (IV. 46) in (IV. 47) erhält man:

$$(IV. 48) \quad \sigma_{sk}^+ = \alpha_{12} \cdot \sigma^{n_3} \cdot T$$

mit den empirischen Konstanten α_{12} und n_3 .

Die Entwicklung innerer Spannungen durch Subkörner ergibt eine Möglichkeit, das normale bzw. anormale Übergangskriechen nach Laständerungen zu beschreiben.

Dies konnte bisher im Rahmen der Theorie nur bei Spannungsumkehr gedeutet werden, indem man annahm, daß bei Spannungsumkehr ein gewisser Bruchteil der während der vorhergehenden Kriechbeanspruchung aufgestauten Versetzungen wieder beweglich wird. Mit dieser Erweiterung der Theorie erhält man die vom Experiment geforderten Kriechkurven besser. Die Abhängigkeit der Kriechrate von der Versetzungsdichte bot zwar bisher bereits die Möglichkeit, das normale bzw. anormale Übergangskriechen zu beschreiben; da innere Spannungen bisher jedoch nur als Teil der anliegenden Spannung und nur mit einer Wurzelabhängigkeit von der Versetzungsdichte angesetzt wurden, ergab sich eine zu schwache Variation von σ^+ und die Auswirkungen auf die Kriechkurve $\dot{\epsilon}(t)$ waren zu schwach, um im Bild aufzufallen. Durch die Einführung von σ_{sk}^+ ergibt sich bei Spannungsänderungen folgendes Bild:

Erhöht man die Spannung, so nimmt der angestrebte stationäre Subkorndurchmesser ab, entsprechend der Erhöhung innerer Spannungen; da die Subkorngröße jedoch kurz nach der Spannungserhöhung noch den größeren Wert der vorhergehenden Kriechbeanspruchung hat, resultiert eine zu geringe innere Spannung und damit kurz nach der Spannungserhöhung eine erhöhte Kriechgeschwindigkeit. Analog ist der Vorgang bei einer Verminderung

der Kriechgeschwindigkeit: da die innere Spannung nach Spannungserniedrigung der - für die anliegende Spannung zu kleinen - Subkorngroße entspricht, ergibt sich eine Verminderung der Kriechgeschwindigkeit, unter Umständen bis zum zeitweiligen vollständigen Stillstand, wobei die Kriechgeschwindigkeit im weiteren Verlauf wieder bis zum stationären Wert ansteigt. Soweit zur Erklärung des normalen Übergangskriechens. Analog entspricht dem anormalen Übergangskriechen nach Lastwechseln dann eine Spannungsabhängigkeit der Subkorngroße mit $l_{sk} \sim 1/\sigma^{n3}$.

Ein Rechenbeispiel für die Entwicklung der Kriechrate nach Laständerungen an austenitischem Stahl bei $T = 850 \text{ K}$ zeigt die Abb. IV. 10. (Datensatz § GH 10). An den bezeichneten Stellen wurde die Spannung von $5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ auf $3 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ abgesenkt bzw. auf den vorherigen Wert erhöht. Wie man der Abbildung entnehmen kann, wird das Übergangskriechen nach Lastwechseln gut wiedergegeben. Durch Wahl entsprechender Parameter läßt sich dabei sowohl das normale als auch das anormale Übergangskriechen beschreiben.

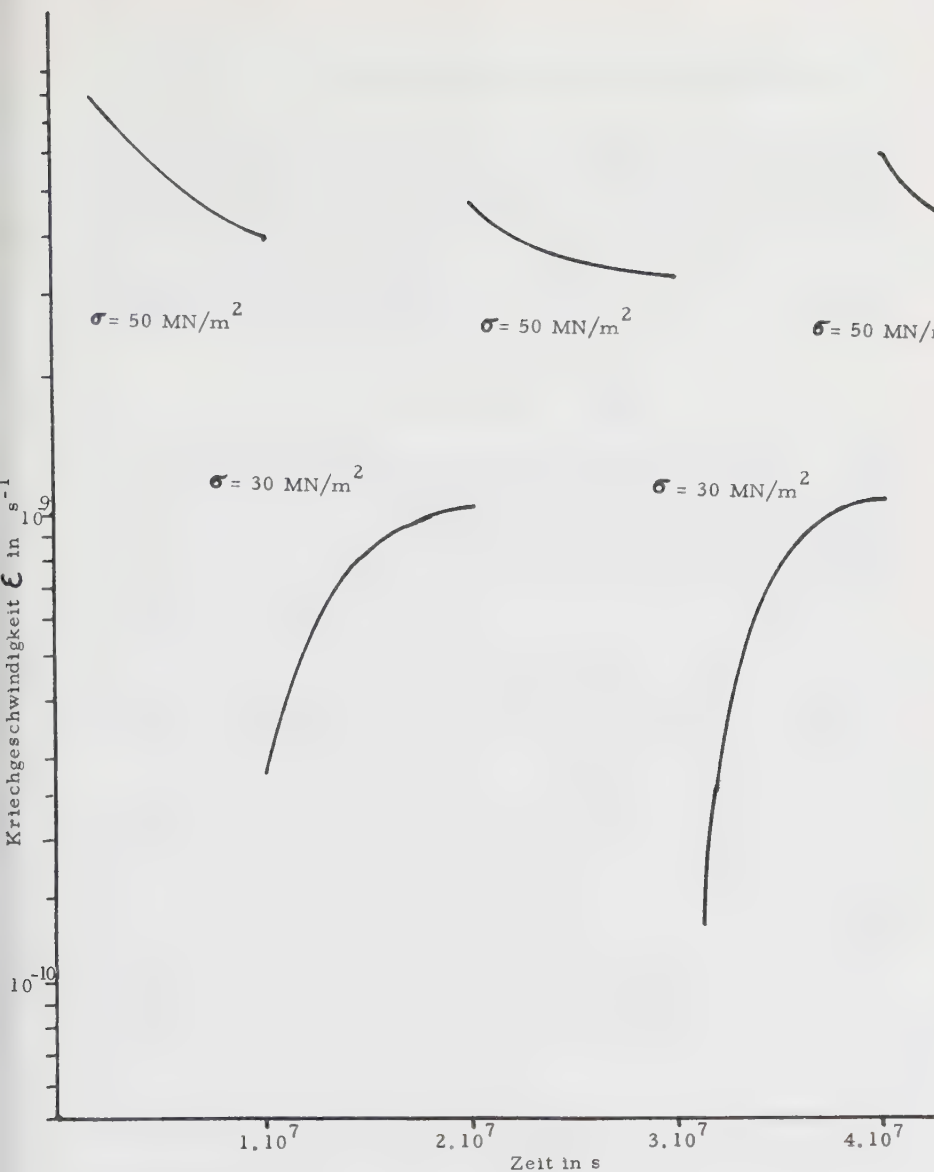


Abb. IV.10: Berechnete Kriechkurve für austenitischen Stahl mit Spannungsänderungen unter Berücksichtigung innerer Spannungen durch Subkorngrenzen (Datensatz: §GH 10)
Temperatur = 850 K

IV. 5 Einige Bemerkungen zum Korngrenzgleiten

Die bisherigen Betrachtungen beruhten darauf, daß im stationären Kriechbereich die Versetzungsbewegung als verformungsbestimmend angenommen wurde, wobei die Gleichungen für die anderen Kriechbereiche entsprechend erweitert wurden. Wenn man sich nun die Spannungsabhängigkeit ansieht, so stellt man fest, daß man bei kleinen Spannungen eine Spannungsabhängigkeit der Kriechrate $\dot{\epsilon}$ proportional zu σ^3 erhält. Es ist dann nämlich

$$\dot{\epsilon} \sim \rho \sinh(\alpha \sigma) \quad \text{und} \\ \rho \sim \sigma^2 \quad (\text{nach (36)}).$$

In der Tat beobachtet man dieses Verhalten bei vielen Metallen. Bei den meisten bisher durchgeführten Rechnungen ist auch in dieser Arbeit das Argument im Hyperbelsinus sehr viel kleiner als 1.

Man erwartet also, daß der Spannungsexponent mindestens den Wert 3 hat und für höhere Spannungen sogar sehr viel größer wird, da dann gilt:

$$\sinh(\alpha \sigma) \approx \exp(\alpha \sigma) \gg \alpha \sigma$$

Im Gegensatz dazu stellte z. B. Gittus bei austenitischen Stählen Spannungsexponenten von etwa 2,3 fest. Falls man diese Phänomene nicht auf den Übergang zu effektiven Spannungen zurückführen will, - was in der Tat schwierig ist, da $\sigma^+ \sim \sqrt{\rho}$ und die Versetzungsdichte ρ sich bei Änderung der Spannung etwa proportional zu σ^2 ändert - so bleibt die Möglichkeit, zusätzlich zur Versetzungsbewegung einen Anteil an Korngrenzgleitung zuzulassen. Dieser Anteil wird allerdings höchstens dann ins Gewicht fallen, wenn die Korngrenzen nicht von Hindernissen, wie etwa Ausscheidungen, blockiert werden. Bei den meist ausscheidungsgehärteten Werkstoffen in der Technik spielt dieser Anteil deshalb eine eher bescheidene Rolle.

Für diesen Anteil wird im folgenden angenommen, daß er sich additiv der Verformung durch Versetzungsbewegung überlagert, d. h. :

$$(IV. 49) \quad \dot{\epsilon}_{\text{gesamt}} = \dot{\epsilon}_{\text{Korngrenz}} + \dot{\epsilon}_{\text{Versetz.}}$$

Der Anteil der Korngrenzgleitung kann über die Kennwerte für die Kornverformung gemessen werden (z. B. 109); man kann ihn jedoch auch durch Ver-

gleich des erwarteten Spannungsexponenten von 3 mit dem gemessenen abschätzen.

Messungen an Fe Mo - Legierungen von (109) scheinen anzuzeigen, daß bei sehr kleinen Spannungen die Korngrenzgleitung der dominierende Prozeß der Verformung ist. Das steht jedoch in Widerspruch zur Spannungsabhängigkeit des dort gefundenen Anteils an Korngrenzgleitung: dieser nimmt exponentiell mit der Spannung ab.

$$(IV.50) \quad A_{KG} = \alpha_{13} \exp(-\alpha_{14} \sigma)$$

wobei:

A_{KG} = Anteil der Korngrenzgleitung an der Gesamtverformung, α_{13} und α_{14} = Konstanten. Die Abnahme ist dabei so rasch (von $A_{KG} = 0,9$ bei $\sigma = 10 \text{ MN/m}^2$ auf $A_{KG} = 0,5$ bei 40 MN/m^2), daß sich für den Kriechvorgang bei niedrigen Spannungen zu kleine Spannungsexponenten ergeben würden (vgl. Abb. V.16).

Eine gute Abhängigkeit, um den Spannungsexponenten von ca 2,3 bei den von Gittus (37) verwendeten austenitischen Stählen zu erklären, ergibt sich, wenn man α_{13} etwa 0,2 setzt. Das ist auch in Übereinstimmung mit Werten aus (100).

Für die Gesamtverformungsgeschwindigkeit erhält man dann

$$(IV.51) \quad \dot{\epsilon}_{\text{gesamt}} = \dot{\epsilon}_{\text{Versetz}} (1 + 0,2 \cdot \exp(-\alpha_{14} \sigma))$$

Eine solche gerechnete Kurve für die Legierung Fe 4 Mo wird in Kapitel V (Vergleich berechnet mit experimentellen Kriechkurven, vgl. Abb. V.17) gezeigt; die beste Übereinstimmung der experimentellen mit den berechneten Ergebnissen erhält man bei den dort vorliegenden Versuchsbedingungen mit einem Anteil der Korngrenzgleitung von etwa 0,2.

Ein weiteres Problem ist in der Porenentstehungsrate zu sehen, wenn Korngrenzgleitung betrachtet wird. Gegenüber Materialien ohne Korngrenzgleitung wird sich diese nämlich erhöhen, da durch Teilung von Poren neue (diskusförmige) Poren entstehen können, wie in Abb. IV.14 gezeigt wird.



Abb. IV.14 : Porenentstehung durch Teilung bei Korngrenzgleitung

Ob bei einer solchen Korngrenzgleitung tatsächlich neue Poren entstehen oder ob die Korngrenzgleitung so verläuft, daß die (diskus förmige) Pore an einer Seite der Korngrenze mitgeschleift wird, hängt ab vom Verhältnis der Energie, die zur Abgleitung notwendig ist, zu der Oberflächenenergie, die durch die Teilung der Pore verbraucht wird. Als Oberflächenenergie ist hier die Energie zwischen der Matrix in der Korngrenze und der Pore zu verwenden.

Falls obige Betrachtung ergibt, daß tatsächlich die Porenentstehungsrate vergrößert wird, so kann man dies in die Formeln aus Abschnitt IV einbauen, etwa in der Form:

$$N = N_0 + N'$$

mit $N' \sim \dot{\epsilon}_{KG}$

wobei die notwendige Anpassungskonstante aus Versuchen zu ermitteln ist.

V. Überprüfung der in dieser Arbeit verwendeten Ansätze an einigen ausgewählten Kurzzeit-Versuchen bei einphasigen Legierungen

V.1. Auswahl der Werkstoffe

Der Nachweis, daß die gemachten Ansätze sich in der Praxis bewähren, kann in zwei Schritten erfolgen:

- 1) Nachweis, daß das Kriechverhalten des Werkstoffs in einem Kurzzeit-Versuch durch die abgeleiteten Formeln beschrieben werden kann.
- 2) Nachweis, daß sich die im Kurzzeit-Versuch abgeleiteten Kurven für die Extrapolation auf Langzeit-Versuche eignen.

Der zweite Schritt erscheint dem Verfasser wesentlich weniger problematisch. Es wurde von vielen Autoren (z.B. Granacher, Wiegand u.a., vgl. (26), (27), (28), (35)) gezeigt, daß sich experimentell gefundene Funktionen, die Kurzzeit-Versuche gut beschreiben, zur Extrapolation auf Langzeit-Versuche eignen. Dies wurde im Kapitel II ausführlich diskutiert. Eine physikalische Theorie der Vorgänge hat darüber hinaus den Vorteil, daß auch vom Ablauf der Vorgänge beurteilt werden kann, ob die Extrapolation zulässig ist. Deshalb sollte sich eine solche Beschreibung noch besser als empirische Kurven zur Extrapolation eignen, da man bei Überschreitung des Gültigkeitsbereichs der Theorie, d.h. bei Auftauchen anderer zeitbestimmender Vorgänge (z.B. Änderung des Gleit-Klettermechanismus, Anteil von Korngrenzgleitung, etc.) Korrekturen anbringen kann. Aus diesem Grund kann davon ausgegangen werden, daß Punkt 2) erfüllt ist, so daß dies hier nicht weiter behandelt werden soll und nur noch der Nachweis von 1) zu erbringen ist.

Um die Brauchbarkeit der Ansätze zu überprüfen, sollte die für die Versuche ausgewählte Legierung nachfolgende Eigenschaften aufweisen:

- 1) Sie muß für einen Hochtemperatur-Kriechversuch mit Zugbelastung geeignet sein, d.h. es soll kein Sprödbruch auftreten.
- 2) Die Legierung sollte möglichst einfach aufgebaut sein, da z.B. Sonderkarbide, sich verändernde Gefügestände, etc. rechnerisch schwer und nur über Anpassungsparameter zu erfassen sind.

- 3) Es sollten möglichst viele experimentellen Daten über dieses Material vorliegen, um die Zahl der Anpassungsparameter auf ein Minimum zu reduzieren; so sollten z.B. Versetzungsdichten in Abhängigkeit von der Spannung, ferner der Sprungabstand (oder das Aktivierungsvolumen) sowie vor allem genaue Meßkurven $\epsilon(t)$ bzw. $\dot{\epsilon}(\epsilon)$ vorliegen.

Als solche Werkstoffe bieten sich an:

- 1) Die Legierung Al 11 Gew % Zn und
- 2) Die Legierung Fe 4 Gew % Mo.

Von beiden Legierungen lagen umfangreiche Messungen, vor allem im Übergangs- und stationären Kriechbereich, von mehreren Autoren am Institut für Werkstoffwissenschaften der Universität Erlangen-Nürnberg vor. Aus diesem Grund wurden diese beiden Legierungen zum Vergleich zwischen Experiment und Theorie ausgewählt. Die Rechnungen wurden mit dem Fortran-Programm \$GER durchgeführt. (Programm sowie Eingabedaten s. Anhang). Im folgenden werden zunächst die Eingabeparameter beschrieben und sodann wird der Vergleich zwischen experimentellen und berechneten Kurven durchgeführt.

V. 2 Eingabedaten und Vergleich zwischen Experiment und Rechnung

V. 2.1. Die Legierung Al 11 Gew % Zn

Zur Bestimmung der Eingangsparameter des Programms wurden folgende Arbeiten herangezogen:

1) L.F. Mondolfo:

Aluminium-Alloys, Structure and Properties (102) :

Bestimmung des Diffusionskoeffizienten zu

$$D_{\text{Volumen}} = 1,7 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \exp(-1,44 \cdot 10^5 \text{ J/mol/RT}) \text{ bzw.}$$

$$D_{\text{Korngrenz}} = 1000 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \exp(-1,06 \cdot 10^5 \text{ J/mol/RT})$$

2) A. Pearson:

Handbook: Lattices and Structures of Metals (104) :

Gitterabstand a_0 und Burgersvektor

$$a_0 = 4,1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

$$b = 2,9 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

3) Aluminium-Handbuch (105) :

Schubmodul G , angenähert als Gerade an den gemessenen Temperaturverlauf:

$$G = 3/7 \cdot E = 3,31 \cdot 10^{-10} - 2,21 \cdot 10^{-7} \cdot T \text{ (N/m}^2\text{)}$$

Die absolute Temperatur T ist in K einzusetzen.

4) Dissertation von Haußelt (101) :

Aus dieser Arbeit wurden vor allem Daten über Versetzungsdichten im stationären Bereich sowie nach Lastwechseln sowie Daten über die Subkornstruktur und die dadurch hervorgerufenen inneren Spannungen entnommen. Diese Daten zeigen die Abb. V.1 bis V.3.

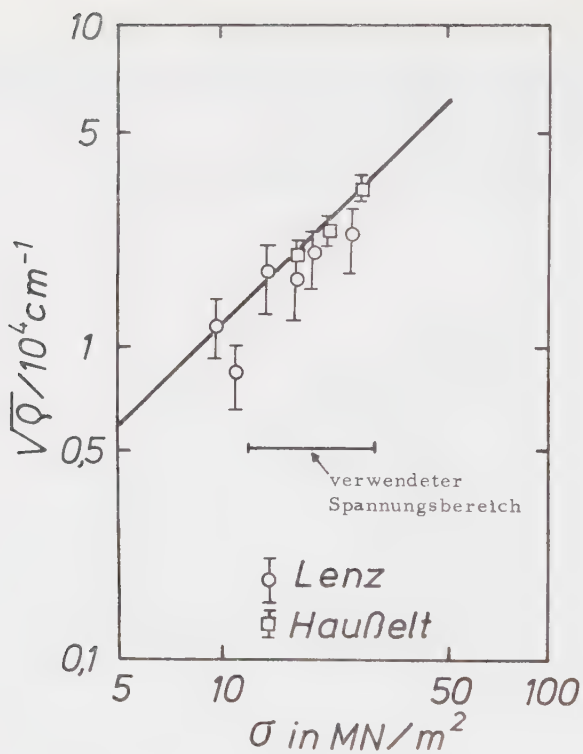


Abb. V.1: Versetzungsdichte im Subkorninneren als Funktion der Spannung (stationäre Werte) nach (101).
Eingetragen ist der verwendete Bereich

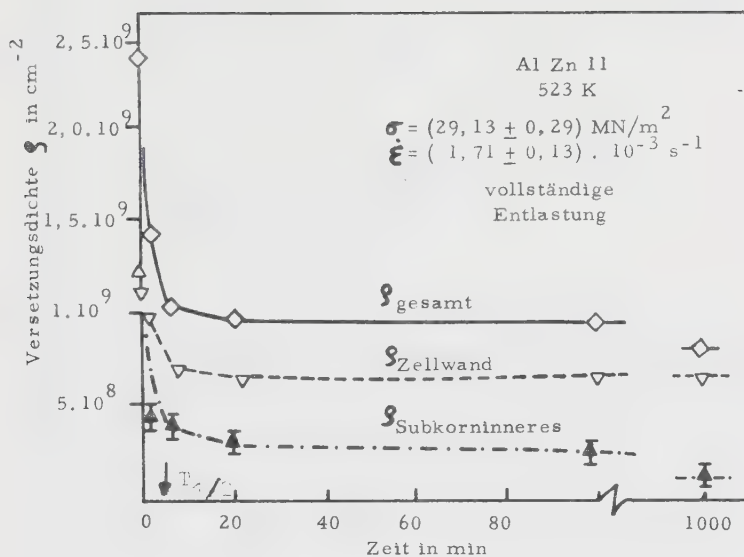


Abb. V. 2: Versetzungsdichte im Subkorninneren nach Entlastung nach (101).
 Markiert ist die Zeit $t_{1/2, \text{Vers.}}$, innerhalb der die Differenz der momentan vorliegenden Versetzungsdichte im Subkorninneren und der Versetzungsdichte, die nach unendlicher Zeit nach Entlastung erreicht wird, auf den e-ten Bruchteil des Anfangswertes abfällt.

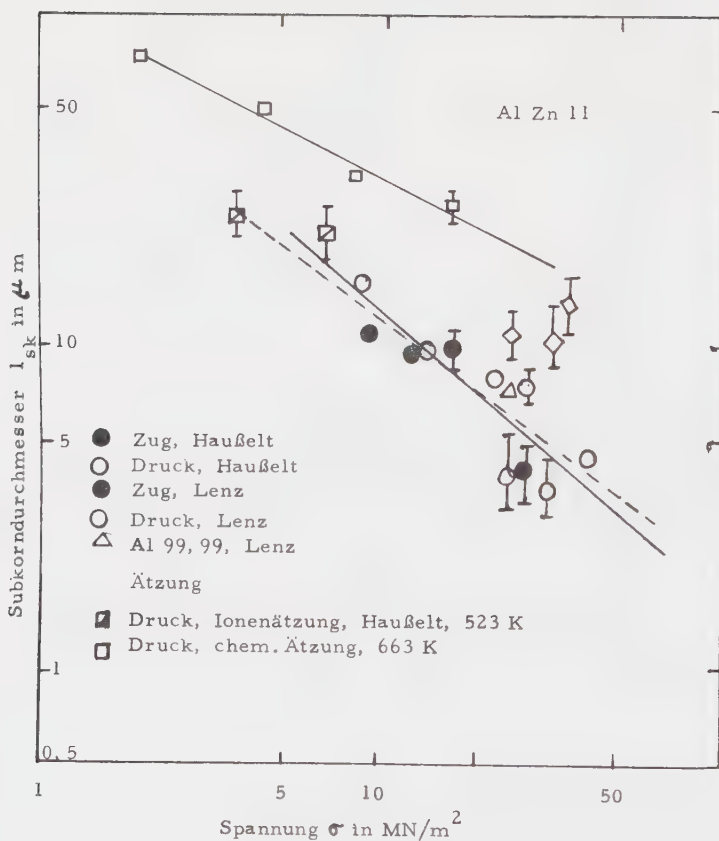


Abb. V. 3: Mittlerer Subkorndurchmesser l_{sk} als Funktion der Spannung nach stationärer Verformung nach (101). Die verwendete Interpolationsgerade ist gestrichelt eingetragen. ($T = 523K$)

Aus dem Verlauf der Versetzungsdichte im Subkorninneren bei Entlastung wurde hier die Zeitkonstante μ_1 für die Entwicklung der Versetzungsdichte (Formel IV.2) abgeleitet. Bei einer Temperatur von 523 K und einer Spannung von $\sigma = 29,1 \text{ MN/m}^2$ erhält man μ_1 zu $\mu_1 = 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Entsprechend Formel (IV.3) wurde eine lineare Abhängigkeit $\mu_1 \sim \sigma \cdot T$ angenommen.

Der Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Subkorngröße ist in Abb. V.3 dargestellt. Innere Spannungen auf Grund der Subkornstruktur wurden durch die Beziehung

$$\sigma_{\text{sk}}^+ = \alpha_{12}/l_{\text{sk}}$$

dargestellt (l_{sk} = Subkorndurchmesser).

Zur Bestimmung von α_{12} siehe unter 5).

5) Studienarbeit von Quast (106) :

Dieser Arbeit wurden die Gesamtheit der inneren Spannungen (Abb. V. 4 und V. 5) und Daten über das Aktivierungsvolumen sowohl in Abhängigkeit von σ als auch von ϵ (Abb. V.6 und V.7) entnommen. Diese Daten werden bestätigt durch Arbeiten von Stieglitz (107) und König (108).

Aus der Abb. V.4 kann zusammen mit Abb. V.3 die Anpassungskonstante α_{12} für innere Spannungen durch Subkörner berechnet werden.

Es gilt nämlich:

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma - \sigma_{\text{Vers}}^+ - \sigma_{\text{sk}}^+ = \sigma - \sigma_{\text{gesamt}}^+$$

wobei σ^+ die inneren Spannungen darstellt.

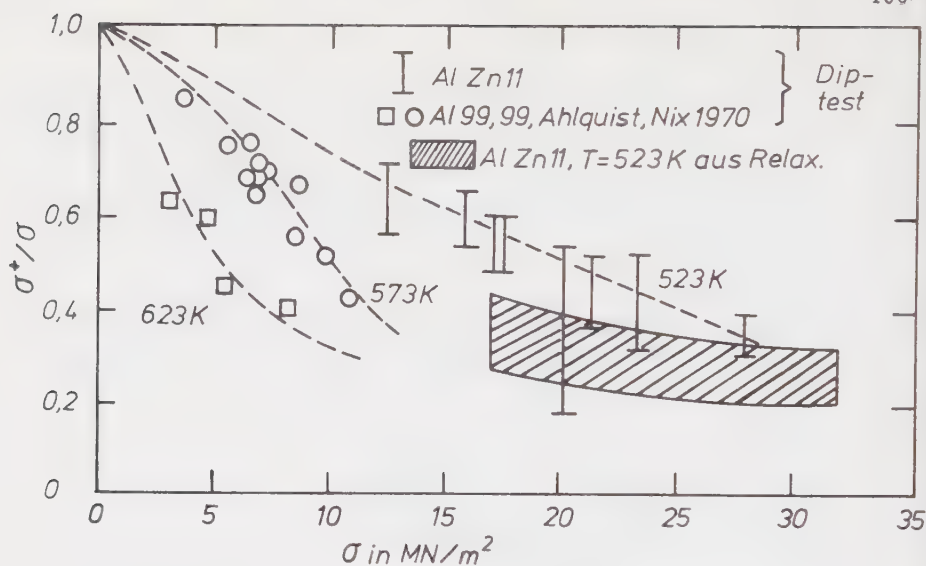


Abb. V.4: Abhängigkeit von σ^+/σ von der Spannung, nach (106)

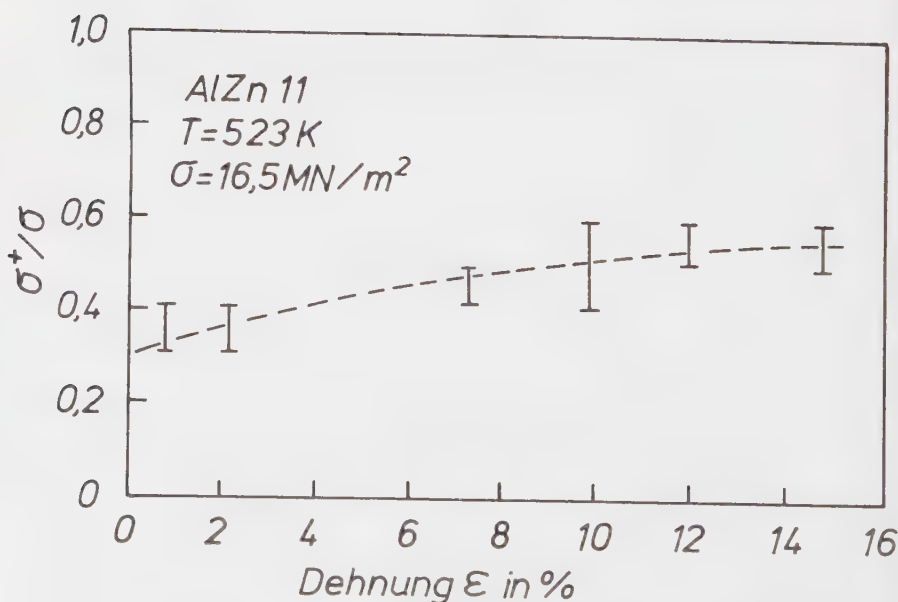


Abb. V.5: Abhängigkeit von σ^+/σ vom Verformungsgrad während des Übergangsbereichs, nach (106)

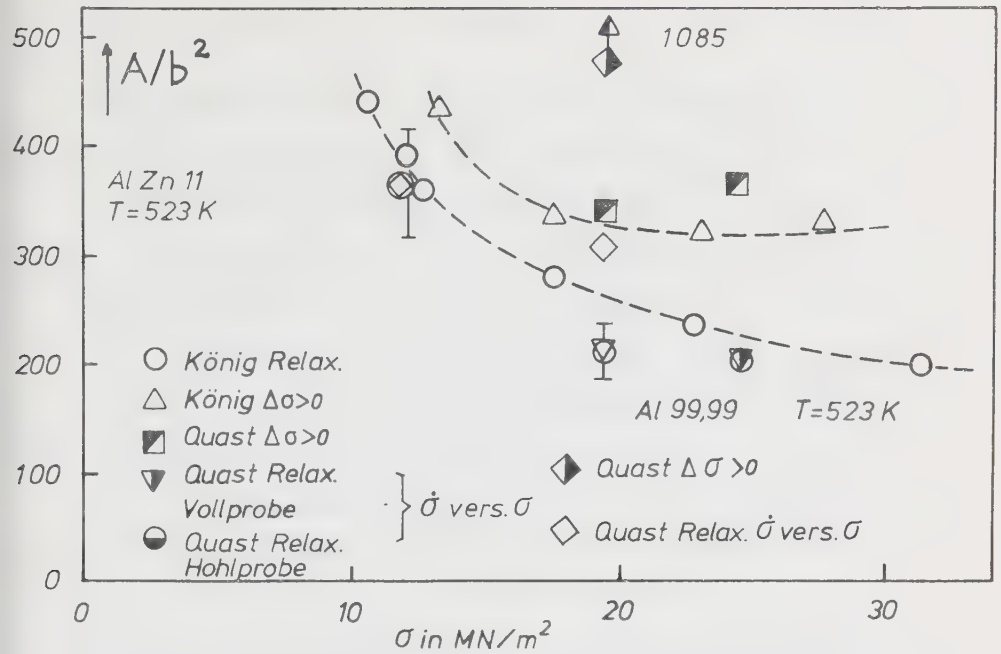


Abb. V. 6: Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche, ermittelt aus Spannungswechsel ($\Delta\sigma > 0$) und Spannungsrelaxation ($\log \sigma$ vers. $\dot{\sigma}$) nach (106)

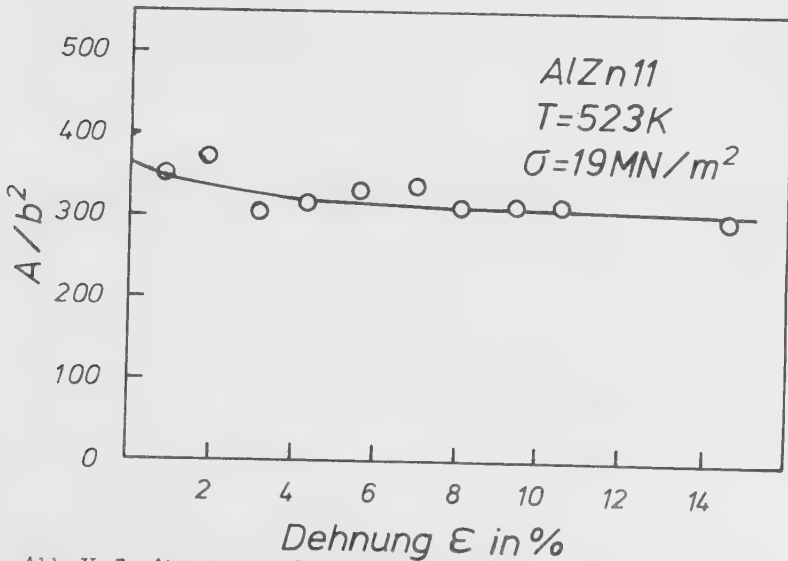


Abb. V. 7: Aktivierungsfläche in Abhängigkeit vom Verformungsgrad, ermittelt durch Lasterhöhung nach (106)

Da sich aus Abb. V.4 σ_{eff} in Abhängigkeit von σ entnehmen läßt und

$\sigma_{\text{Versetz.}}^+$ durch die Formel $\sigma_{\text{Versetz.}}^+ = 0,3 G b \sqrt{S}$ gegeben ist, erhält man leicht σ_{sk}^+ . Diese innere Spannung durch Subkörner wurde, wie schon unter 4) erwähnt, proportional zu $1/l_{\text{sk}}$ angesetzt (Proportionalitätskonstante α_{12}). Man erhält bei $\sigma = 20 \text{ MN/m}^2$ innere Spannungen durch Subkörner in der Größenordnung von 30% der angelegten Spannung, also $\sigma_{\text{sk}}^+ \approx 6 \text{ MN/m}^2$, so daß sich für die Konstante α_{12} ein Wert von etwa 40 N/m bei einer Subkorngröße von etwa $6 \mu\text{m}$ ergibt ($T = 490 \text{ K}$).

Die Abhängigkeit des Aktivierungsvolumens A von der Spannung und dem Verformungsgrad zeigen die Abb. V. 6 und V. 7 nach (106).

Für die folgenden Rechnungen wurde stets davon ausgegangen, daß gilt:

$$(V.1) \quad A = b^2 \lambda.$$

Aus diesen Abbildungen lassen sich leicht die Eingabedaten (Formel IV.10) berechnen. Man erhält z.B. bei $\sigma = 20 \text{ MN/m}^2$ einen Sprungabstand zu Beginn des Kriechbereichs von etwa 110 nm; im stationären Bereich ist dieser Sprungabstand um etwa 5 - 10 % kleiner. Die Abnahmekonstante μ_2 ergibt sich zu $\mu_2 = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Darstellung der Abhängigkeit des Sprungabstandes (stationäre Werte) von der Spannung mit Hilfe eines Potenzgesetzes, $\lambda_{\text{stationär}} \sim \sigma^{n_2}$ (Formel IV.10), liefert den Exponenten n_2 zu $n_2 = 0,12$.

Mit diesen Eingabeparametern wurde eine Meßkurve von Haußelt an Al 11 Gew % Zn bei einer Temperatur von $T = 523 \text{ K}$ und abschnittsweise konstanter Spannung theoretisch berechnet (Datensatz \$GH11\$).

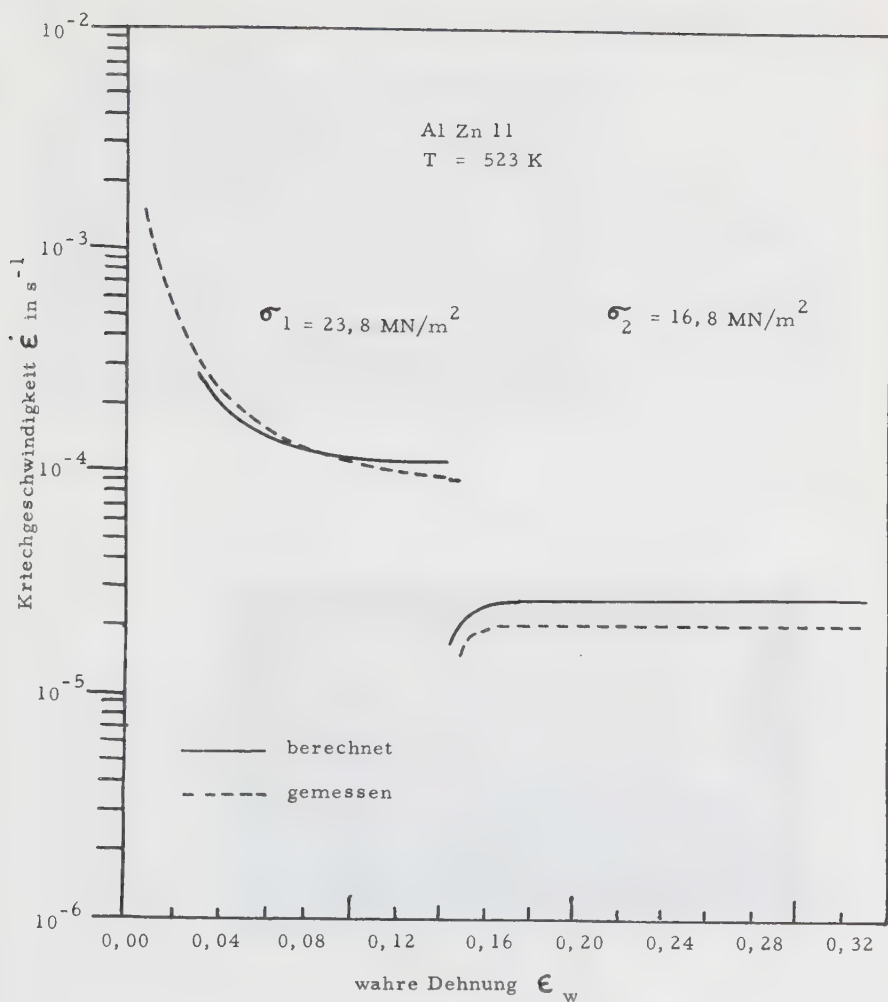


Abb.V.8 : Vergleich zwischen berechneter und gemessener Kriechkurve im Zugversuch mit intervallweise konstanter Spannung (Datensatz: \$GH 11)

Im ganzen Verlauf der Meßkurve ist dabei eine gute Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Kriechkurve zu beobachten. Man beachte, daß hier die Auftragungsart $\dot{\epsilon}(\epsilon)$ und nicht $\dot{\epsilon}(t)$ gewählt wurde. In ϵ addieren sich selbstverständlich alle Fehler in $\dot{\epsilon}$ auf.

Zur Beschreibung des tertiären Kriechbereichs wurde ein eigener Versuch am gleichen Material bei einer Temperatur von 490 K und einer Spannung von $20,3 \text{ MN/m}^2$ durchgeführt.

Um die Poren- und Rißentwicklung im tertiären Kriechbereich beurteilen zu können, wurden am Ende dieses Bereiches (bei $\epsilon = 0,40$, kurz vor dem Bruch) Längs- und Querschliffe angefertigt. Diese Schliffproben wurden an den in Abb. V.9 markierten Stellen der Kriechprobe entnommen.

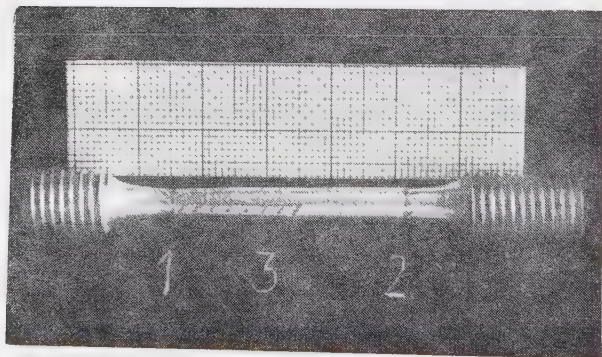


Abb. V.9 : Probe aus Al 11 % Zn mit Entnahmestellen für Schliffe
 1 und 2 : Querschliff
 3 : Längsschliff

Die Schliffe zeigen die Abb. V.10 bis V.13



100 μ m

Abb. V.10 : Schliffstelle 1,

Lichtmikroskop, Vergrößerung = 255 x,

Elektropoliert

Al 11 % Zn



100 μ m

Abb. V.11 : Schliffstelle 3,

Lichtmikroskop, Vergrößerung = 81,5 x

geätzt und poliert

Al 11 % Zn



Abb. V.12: Schliffstelle 3

REM - Aufnahme, Vergrößerung = 1000 x

Al 11 % Zn

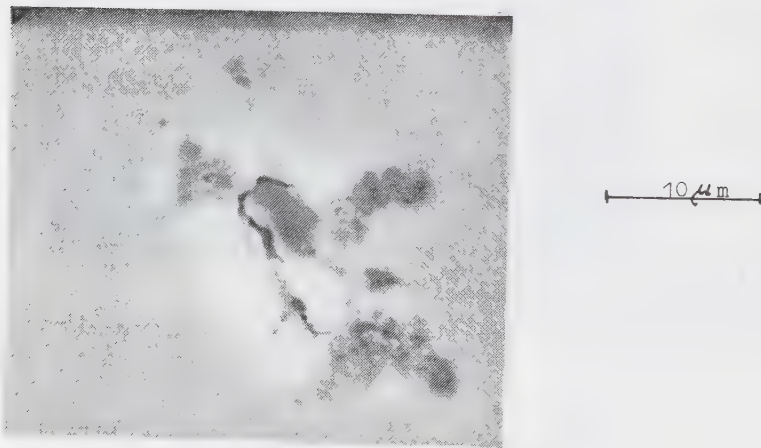


Abb. V.13: Schliffstelle 2

REM - Aufnahme, Vergrößerung = 3000 x

Al 11 % Zn

Aus diesen Bildern ist zu ersehen:

- 1) Die Porenverteilung bzw. -größe reicht nicht aus, um den gemessenen Anstieg der Kriechgeschwindigkeit um etwa den Faktor 2 bei $\epsilon = 0,4$ (vgl. Abb. V. 14) zu bewirken, da sonst der Bedeckungsgrad etwa 11 % sein müßte. Es muß also noch ein Anteil Rißwachstum angenommen werden (evtl. lokal).
- 2) In der Probe sind kleine Risse (bis zur Größe von etwa $5 \mu\text{m}$) vorhanden. Dies zeigen besonders die beiden REM - Aufnahmen.
- 3) Die Rechnungen ergeben bei $\epsilon = 0,4$ einen Bedeckungsgrad durch Poren von etwa 2 - 3 %, wenn man nicht sehr viele Poren/Korn oder einen größeren Diffusionskoeffizienten annehmen will.
Zu beachten ist, daß hierbei versucht wurde, aus wenigen Bildern auf die Anzahl der Poren pro Korn zu schließen. Dieses Ergebnis kann deshalb durchaus um den Faktor 2 falsch sein.

Um den Bedeckungsgrad $B = 0,11$ bei $\epsilon = 0,4$ zu erreichen, wurde deshalb eine Querschnittsveränderung durch Risse von 8 % angenommen.

Die Ergebnisse der Messungen und Berechnungen zeigt Abb. V.14 (Datensatz § GH 12).

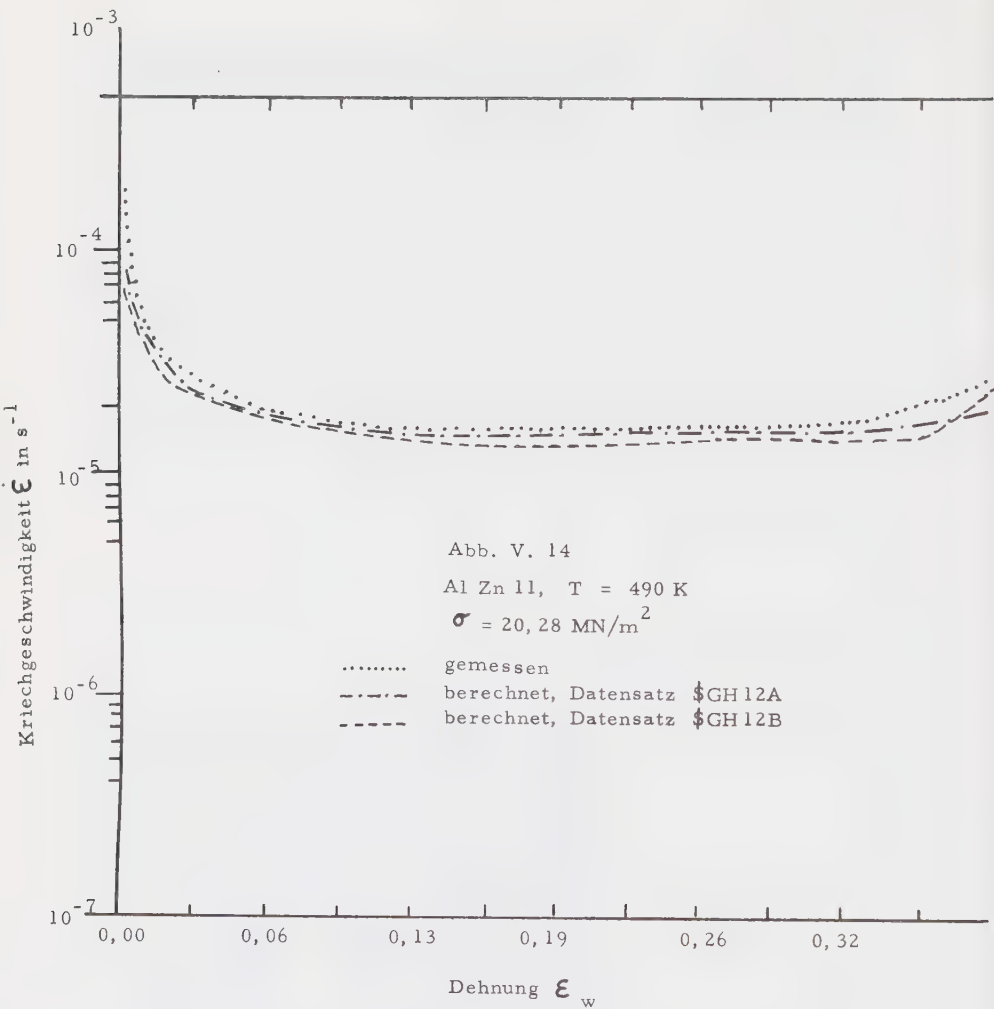


Abb. V. 14 : Vergleich zwischen gemessener und mit verschiedenen Parametersätzen berechneten Kriechkurven, siehe Text

Die punktierte Kurve der Abb. V.14 stellt die Meßkurve dar. Es wurden weiter 2 Varianten der berechneten Kurve eingetragen: Die strichpunktierte Linie wurde unter der Voraussetzung berechnet, daß das Rißwachstum bereits zum Zeitpunkt $t = 0$ beginnt. Die Zeitkonstante μ_8 für das Rißwachstumsgesetz (Bedeckungsgrad durch Risse $B_R = 1 - \exp(-\mu_8 t)$) wurde dabei aus dem Anstieg der Kriechkurve bestimmt, und zwar so, daß bei $\epsilon_w = 0,4$ die Kriechgeschwindigkeit der berechneten Kurve mit der gemessenen Kriechgeschwindigkeit übereinstimmt.

Der Verlauf der Kriechgeschwindigkeit läßt sich jedoch besser wiedergeben, wenn man annimmt, daß sich Risse erst ab einem gewissen Zeitpunkt t_0 bilden, die Formel für den Bedeckungsgrad durch Risse wird dann modifiziert zu

$$(V.2) \quad B_R = 1 - \exp(-\mu_8 (t - t_0)).$$

Die Zeit t_0 wurde dabei direkt aus den Meßergebnissen der Kurven $\dot{\epsilon}(t)$ bzw. $\dot{\epsilon}(\epsilon)$ abgelesen. Man erhält $t_0 \approx 4,5$ h, entsprechend einer Dehnung von $\epsilon_w \approx 30\%$ (vgl. Abb. V.14).

Bei Anwendung dieser Methode ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

V.2.2 Die Legierung Fe 4 Gew % Mo

Für dieses Material lagen Kriechkurven unter konstanter Last nach (106) bzw. (96) im Übergangs- und stationären Bereich vor. Die wirksame Spannung wurde deshalb intervallweise korrigiert nach der Formel

$$(V.3) \quad \sigma_w = \sigma_o (1 + \epsilon_o) = \sigma_o \cdot \exp(\epsilon_w)$$

Dabei ist σ_w die wahre Spannung, ϵ_w die wahre Dehnung, während σ_o die auf den Anfangsquerschnitt bezogene Spannung und ϵ_o die technische Dehnung darstellt. Die Eingangsdaten wurden größtenteils aus (109) entnommen.

Werte für den Diffusionskoeffizienten für α -Eisen finden sich in (18); es wird dort angegeben $D = 2,0 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \exp(-2,4 \cdot 10^5 \text{ J/RT})$;

die Aktivierungsenergie von $2,4 \cdot 10^5 \text{ J/mol}$ erscheint allerdings zu gering; in (109) werden Werte von ca $2,8 \cdot 10^5 \text{ J/mol}$ (bei einer Temperatur von 1100 K) angegeben; es wurde deshalb dieser Wert der Aktivierungsenergie mit dem gleichen Vorfaktor verwendet.

Der Sprungabstand ergibt sich nach (109) zu $\lambda = 25 \text{ nm}$, nahezu unabhängig von der Spannung (stationärer Wert).

Die mittlere Versetzungsdichte innerhalb der Subkörner (stationäre Werte, nach (109)) zeigt Abb. V.15. Es ergeben sich Unterschiede zwischen schwacher Versetzungsätzung und elektronenmikroskopischer Durchstrahlung. Da jedoch die erhaltenen Werte bei schwacher Versetzungsätzung mit den Werten der elektronenmikroskopischen Durchstrahlung übereinstimmen, wurden diese Werte verwendet, wobei von der Annahme ausgegangen wurde, daß bei stärkerer Versetzungsätzung mehrere Durchstoßpunkte der Versetzungen zu einem Ätzgrübchen gehören. Die Anfangsversetzungsdichte wurde zu $1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ angesetzt.

Die inneren Spannungen wurden zu $\sigma^+ = 0,3 \text{ Gb} \sqrt{s}$ angesetzt; Spannungen auf Grund von Subkorngrenzen σ_{sk}^+ wurden nicht berücksichtigt, da sich ohne σ_{sk}^+ bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergab.

Dies ist bei den verwendeten Spannungen von $20 - 25 \text{ MN/m}^2$ verständlich:

Die Subkorngröße ist von der gleichen Größenordnung wie die Korngröße, so daß sie keinen sehr großen Beitrag zur inneren Spannung leisten.

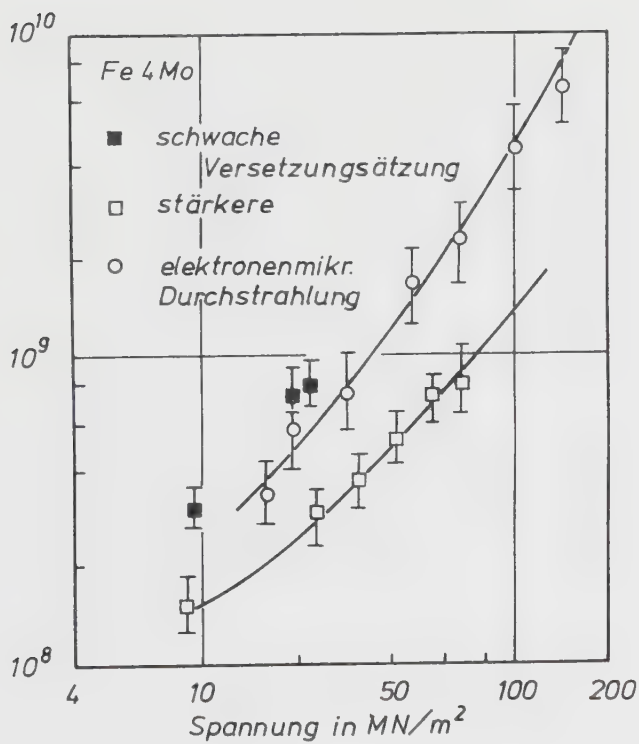


Abb. V. 15: Mittlere Versetzungsdichte innerhalb der Subkörner in Abhängigkeit von der Spannung nach (109).

Die Temperaturabhängigkeit des Schubmoduls wurde wieder mit Hilfe einer Geraden dargestellt:

$$(V.4) \quad G = 3/7 E = - 7,39 \cdot 10^7 \cdot T + 1,29 \cdot 10^{11} \text{ (N/m}^2\text{)}$$

Bei Fe-Mo-Legierungen muß ferner noch ein Anteil von Korngrenzgleitung berücksichtigt werden.

Dieser Anteil wurde in (109) aus der Kornverformung gemessen, da er speziell bei diesen Legierungen relativ hoch ist, d.h. es gilt:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{\text{gesamt}} &= \dot{\epsilon}_{\text{Versetzungen}} + \dot{\epsilon}_{\text{Korngrenz}}, \text{ wobei} \\ \dot{\epsilon}_{\text{Korngrenz}} &= f(\dot{\epsilon}_{\text{Versetzungen}}). \end{aligned}$$

Der Anteil der Korngrenzgleitung ist in Abb. V.16 als Funktion der Gesamtverformungsgeschwindigkeit dargestellt; man erhält nach (109) :

$$\dot{\epsilon}_{\text{Korngrenz}} = \alpha_{13} \cdot \exp(-\alpha_{14} \sigma),$$

wobei $\alpha_{13} \approx 1$ und $\alpha_{14} = 1,92 \cdot 10^{-8}$

Der so bestimmte Anteil der Korngrenzgleitung erscheint dem Verfasser jedoch viel zu hoch; bessere Übereinstimmung der berechneten Kriechkurven mit dem Experiment erhält man mit $\alpha_{13} = 0,2$; d.h. bei sehr kleinen Spannungen trägt Korngrenzgleitung zu etwa 20 % zur Kriechverformung bei. Da dies auch von den meisten Autoren bestätigt wird, wurde $\alpha_{13} = 0,2$ gesetzt.

Die Abb. V.17 zeigt den Vergleich zwischen theoretischer und experimenteller Kriechkurve (Datensatz §GH13).

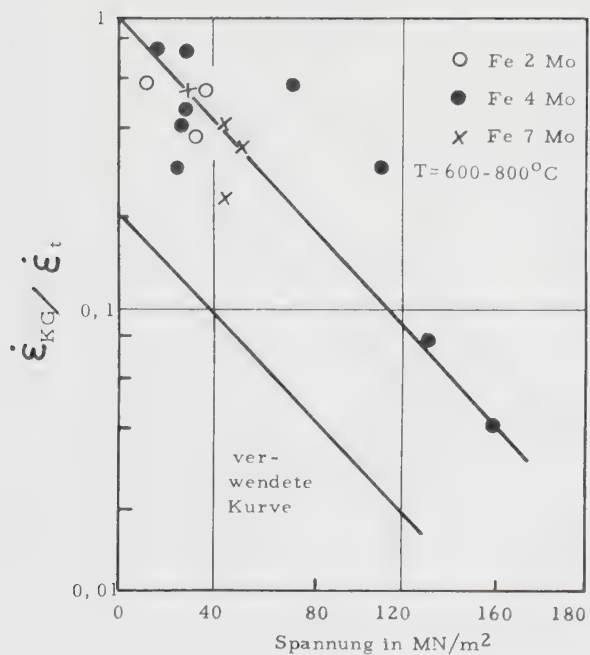


Abb. V.16: Beitrag der Korngrenzgleitung zur Gesamtverformung (nach (109)).

Die in dieser Arbeit verwendete Funktion ist ebenfalls eingetragen (vgl. Text).

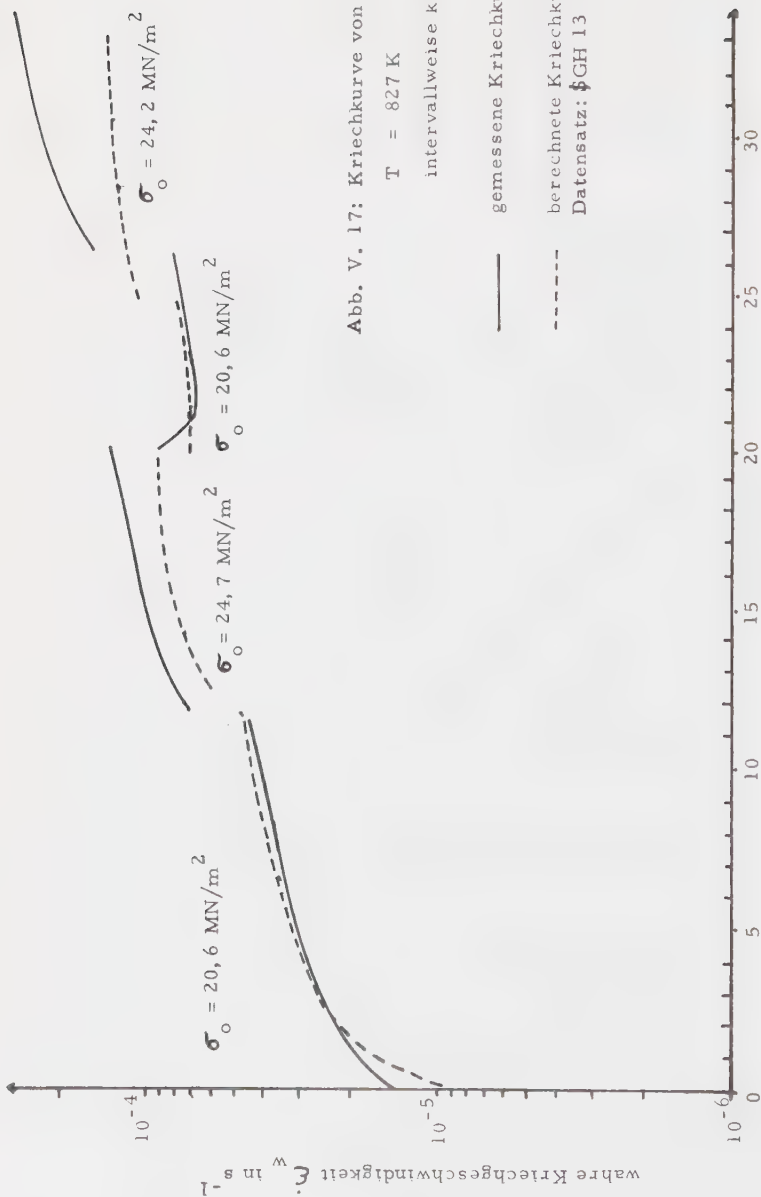


Abb. V. 17: Kriechkurve von Fe 4 Mo

$T = 827 K$

intervallweise konstante Last

— gemessene Kriechkurve

----- berechnete Kriechkurve

Datensatz: § GH 13

Abb. V.17 : Vergleich zwischen berechneter und gemessener (109) Kriechkurve im Kriechversuch mit intervallweise konstanter Last

Schlußbemerkung

Im Verlauf dieser Arbeit wurde versucht, das Kriech- und Kriechbruchverhalten von metallischen Werkstoffen unter möglichst vielen Versuchsbedingungen durch ein physikalisches Modell zu beschreiben. Es zeigt sich, daß mit Hilfe solcher berechneter Kriechkurven eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erreichen ist, wie bei einfach aufgebauten Werkstoffen, z.B. Al 11 % Zn oder Fe 4 Mo nachgewiesen wurde.

Im Unterschied zu reinen Erfahrungskurven der Funktion $\dot{\epsilon}(t)$ bzw. $\dot{\epsilon}(\epsilon)$ führt dieses Modell weiter: Es läßt sich bei Änderung der Versuchsbedingungen aus dem Modell stets angeben, wie sich $\dot{\epsilon}$ ändert. Ferner sind die Eingabedaten für dieses Modell, wie z.B. Versetzungsdichte, innere Spannungen, Diffusionskoeffizient, etc. im Prinzip alle meßbar. Freilich erfordert die große Vielfalt der Versuchsbedingungen auch eine große Anzahl von Eingabedaten, die im einzelnen nicht immer zur Verfügung stehen. Hier kann man dann so verfahren, daß diejenigen Parameter, die ohnehin am schlechtesten bekannt sind, durch eine empirische Funktion angepaßt werden. Auf diese Weise verliert man nur wenig Information aus den Eingabedaten und erhält trotzdem gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Im Rechenprogramm \$GER wurde großer Wert darauf gelegt, daß jede einzelne Teilfunktion leicht austauschbar ist. Das bedeutet, daß man bei Abweichung der gemessenen Eingabekurve (z.B. $\vartheta = f(t)$) von der im Programm vorgesehenen "Standardfunktion" diese ohne Schwierigkeiten gegen eine andere austauschen kann. Die Anpassung an eine große Zahl von Versuchsbedingungen ist dadurch von vornherein gegeben.

Eine Anpassung an das Experiment über den Vergleich zwischen beobachteter und berechneter Kriechkurve ist vor allem bei den Zeitkonstanten μ_i ($i=1, \dots, 6$, z.B. für die zeitliche Entwicklung der Versetzungsdichte, der Subkornstruktur, der Ausscheidungen) wichtig, da von vielen Werkstoffen die benötigte Zeitfunktion (z.B. $\vartheta = f(t, \sigma, T)$) nicht genügend gut bekannt ist.

Die Unterscheidung einzelner Prozesse ist mitunter schwierig, da sie miteinander verknüpft auftreten. Beispielsweise trifft das für die Prozesse zu,

die den effektiven Probenquerschnitt im tertiären Kriechbereich vermindern und dadurch den Anstieg der Kriechgeschwindigkeit hervorrufen. Diese Verminderung des effektiven Probenquerschnitts kann z.B. erfolgen durch Poren, durch Risse, durch lokale Einschnürung, etc.

In dieser Arbeit wurde explizit das Porenwachstum behandelt. Das Auftreten von Rissen wurde mit Hilfe einer angepaßten Exponentialfunktion berücksichtigt; in einer solchen Exponentialfunktion kann man sich auch lokale Querschnittsänderungen, wie z.B. Einschnürung eingeschlossen denken. Das Kriech- und Bruchverhalten einer Probe kann mit Hilfe solcher physikalischen Modelle insbesondere auch unter wechselnder Beanspruchung, d.h. bei wechselnder Temperatur, Spannung sowie bei wechselnder Beanspruchungsart (Zug bzw. Druck) gut wiedergegeben werden. Diese Tatsache ist deshalb besonders wichtig, weil im praktischen Einsatz ein Werkstoff den verschiedensten zeitveränderlichen Belastungen unterworfen wird. Ein Vergleich des Kurzzeit-Ermüdungsverhaltens (einige Zyklen Lastwechsel) zeigt, daß die Anhäufung der Schädigungen durch Lastwechsel (z.B. über Subkornstruktur und Versetzungsdichte) erfaßt wird.

Die zur Beschreibung des Kriechmechanismus verwendeten Formeln sind zwar kompliziert, jedoch entfällt bei der verwendeten Betrachtungsweise die Optimierung der verschiedenen Parameter, so daß das Zeitstandverhalten in dieser Hinsicht erheblich einfacher als mit empirischen Modellfunktionen (mit Anpassung und Optimierung) zu berechnen ist.

Zusammenfassung

Die Extrapolation von Kriechkurven ist sowohl für den Konstrukteur als auch für die Überwachungsbehörde von größtem Interesse bei der technischen Anwendung von Stählen, etwa im Maschinenbau, im Reaktorbau, bei Dampfkesselanlagen, etc. Der Sinn solcher Extrapolationsrechnungen ist es, ein Bauteil nicht stärker als notwendig, jedoch mit einer gewissen Sicherheit für die zu erwartenden Belastungen auszulegen.

In der Literatur wurden bereits viele Vorschläge zur Extrapolation von Kriechkurven bis zum Bruch angegeben. Sie beruhen meist darauf, daß man eine theoretisch oder experimentell vorgegebene Funktion graphisch oder numerisch verlängert, wobei einzelne nicht meßbare Parameter als Anpassungskonstanten verwendet werden. Diese Verfahren werden im Kap. II dieser Arbeit ausführlich diskutiert und die Vorteile und Schwächen des jeweiligen Konzepts aufgezeigt.

Der größte Nachteil dieser Methode besteht darin, daß man nicht weiß, wie sich diese Parameter bei Änderung der Versuchsbedingungen verhalten.

In der vorliegenden Arbeit wurde deshalb ein anderer Weg gewählt:

Die bekannte Kriechgleichung für den stationären Kriechbereich

$$\dot{\epsilon}_s = b \cdot \dot{\gamma}_s \cdot v = 4\pi/g \cdot D \cdot b \cdot \left(\frac{b}{a_0}\right)^3 \cdot \dot{\gamma}_s \cdot \sinh\left(\frac{\sigma_{eff} \cdot b^2 \cdot \lambda}{g \cdot k \cdot T}\right),$$

die sich theoretisch durch die diffusionsgesteuerte Bewegung von Schraubenversetzungen mit Sprüngen erklären läßt, wurde durch Hinzunahme weiterer physikalisch begründbarer Terme auf alle drei Kriechbereiche vom Übergangskriechen bis zum Bruch erweitert. Unter anderem wird dabei die Versetzungsdichte und die Geschwindigkeit der Versetzungen zeitabhängig.

Es wurden dabei folgende Effekte berücksichtigt:

1. Zeitabhängige innere Spannungen

- a) durch Versetzungen,
- b) durch Ausscheidungen,
- c) durch Subkornbildung.

2. Variation des Sprungabstandes, z.B. durch Ausscheidungen.
3. Porenbildung und Porenwachstum durch Bildung einer effektiven Spannung.
Das Wachstum der Poren wurde dabei diffusionsgesteuert angenommen.
4. Rißbildung innerhalb der Probe durch Erreichen bzw. Überschreiten kritischer Spannungen.
5. Korngrenzgleitung.

Zur Beschreibung der einzelnen Meßgrößen (z.B. Versetzungsdichte, Sprungabstand, Subkorngröße, innerer Spannungen als Funktion der Zeit, Temperatur und Spannung) wurden phänomenologische Gleichungen verwendet; im Prinzip kann jede dieser Größen, wenn auch mit erheblichem Aufwand, experimentell bestimmt werden. (Für Rechenbeispiele wurden fehlende Eingabedaten oft so angepaßt, daß die Kurve $\dot{\epsilon}(t)$ möglichst gut wiedergegeben wurde).

Durch die konsequente Anwendung der in dieser Arbeit vorgeschlagenen Methode ist es möglich, die Kriechkurve von Stählen sowohl unter zeitveränderlicher Spannung, Temperatur, Gefüge- und Ausscheidungszustand als auch in Abhängigkeit von der Zeit in allen drei Kriechbereichen bis zum Bruch gut zu beschreiben.

Herrn Prof. Dr. Ilchner danke ich sehr herzlich für die Übertragung und Betreuung dieser interessanten und lehrreichen Arbeit. Durch viele Diskussionen und Ratschläge hat er den Fortgang der Arbeit sehr gefördert.

Ferner danke ich den Herren Weber und Hecht (KWU-AG) sehr für das großzügige Entgegenkommen bei der Gestaltung meiner Arbeitszeit bei der Kraftwerk-Union-AG.

Weiterhin schulde ich großen Dank den Herren Pschenitzka, Kleinlein und Freimann für die Betreuung bei der Durchführung von Rechenprogrammen sowie für viele anregende Diskussionen.

Liste der verwendeten Symbole

1. Lateinische Bezeichnungen

- a = Abstand der Mittelpunkte benachbarter Poren
 a_o = Gitterkonstante
 a_1 = Anpassungskonstante für Kriechgesetz: $\dot{\epsilon}_s = A_1 \cdot \sigma^m \cdot \sinh(a_1 \sigma)$
 a_2 = Konstante im Kriechgesetz nach Garofalo: $\dot{\epsilon}_s = A_2 \sigma^{m_1} (\sinh(a_2 \sigma))^{m_2}$
 A = Aktivierungsfläche
 A_1 = Anpassungskonstante für Kriechgesetz: $\dot{\epsilon}_s = A_1 \sigma^m \sinh(a_1 \sigma)$
 A_2 = Vorfaktor im Kriechgesetz nach Garofalo: $\dot{\epsilon}_s = A_2 \sigma^{m_1} (\sinh(a_2 \sigma))^{m_2}$
 A_v = Volumenbruchteil der Ausscheidungen
 b = Burgersvektor
 b_1 = Anpassungskonstante für Kriechgesetz: $v = b_1 \sigma^m \exp(-Q/RT)$
 B = Bedeckungsgrad der Kornoberfläche mit Poren bzw. Rissen
 C = Anpassungskonstante für Parameterrechnungen
 C_o = Leerstellenkonzentration im thermischen Gleichgewicht
 C_1 = empirische Konstanten zur Darstellung von Zeit-Temperatur-
 C_2 Parametern
 C_a = Leerstellenkonzentration in der Nähe eines Leerstellen
absorbierenden Sprungs
 C_e = Leerstellenkonzentration in der Nähe eines Leerstellen
emittierenden Sprungs
 d = Korngrenzbreite
 d_{Au} = Durchmesser der Ausscheidungen
 D = Selbstdiffusionskoeffizient
 D_{ov} = Vorfaktor für den Volumen-Selbstdiffusionskoeffizienten
 $D_v = D_{ov} \cdot \exp(-S_v/kT)$
 D_v = Volumendiffusionskoeffizient

- D_g = Korngrenzdiffusionskoeffizient
 D_L = Diffusionskoeffizient für Leerstellen
 E = Elastizitätsmodul
 F = Anteil wieder beweglich werdender Versetzungen bei Spannungs-
umkehr
 F = Schädigungsfunktion für Neutronenfluß (Frenkelpaarbildungsrate)
 $\left. \begin{matrix} F_B \\ F_s \\ F_v \end{matrix} \right\}$ = Winkelfunktion (bei Raj-Ashby) zur Darstellung von bedeckter
Korngrenzfläche, Oberfläche und Volumen einer diskusförmigen
Pore
 g = Geometriefaktor; das Reziproke davon ist der Schmidfaktor
 G = Schubmodul
 $\left. \begin{matrix} G_1 \\ G_2 \end{matrix} \right\}$ = Konstanten zur Darstellung des Schubmoduls $G = - G_1 \cdot T + G_2$
 H = Häufigkeitsverteilung in Gaußfunktion $H = H_0 \cdot \exp -(\Delta r)^2 / (2S^2)$
 H_0 = häufigster Wert in Gaußfunktion
 j = Diffusionsstrom von Leerstellen
 k = Boltzmannkonstante
 K_a = Rückhalte­kraft, die ein Sprung auf Versetzungen ausübt
(a = Absorption)
 K_e = Rückhalte­kraft, die ein Sprung auf Versetzungen ausübt
(e = Emission)
 l_{sk} = Durchmesser der Subkörner
 m = Spannungsexponent für Rechnungen von Gittus; $v = b_1 \sigma^m \exp(-Q/RT)$
 $\left. \begin{matrix} m_1 \\ m_2 \end{matrix} \right\}$ = Exponenten für Rechnungen nach Garofalo; $\dot{\epsilon}_s = A_2 \sigma^{m_1} (\sinh(a_2 \sigma))^{m_2}$
 N = Porenanzahl pro Korn
 N_0 = Porenanzahl pro Korn für $t = 0$

- N_a = Anzahl der Ausscheidungen pro Volumeneinheit (= Korn)
 n_1 = Exponent zur Darstellung der stationären Versetzungsdichte
 $\rho_s = \alpha_1 \sigma^{n_1}$
 n_2 = Exponent zur Darstellung des stationären Sprungabstandes ohne Ausscheidungen $\lambda_{o,s} = \alpha_3 \sigma^{n_2}$
 n_3 = Exponent zur Darstellung der stationären Subkorngröße
 $l_{sks} = \alpha_{10} \sigma^{n_3} T$
 n_4 = Exponent zur Darstellung des Radius der Ausscheidungen
 $R = R + \mu_5 t^{n_4}$
 n_5 = Exponent zur Darstellung der Anzahl der Ausscheidungen/Volumen:
 $N_a = N_{a0} + \mu_6 t^{n_5}$
 P = Zeit-Temperatur-Parameter
 Q = Aktivierungsenergie (für Selbstdiffusion)
 Q_F = Querschnittsfläche der Probe
 Q_{Risse} = von Rissen bedeckte Querschnittsfläche der Probe
 Q_{Poren} = von Poren bedeckte Querschnittsfläche der Probe
 r = Porenradius
 r_c = kritischer Radius einer Pore
 r_k = Kornradius
 r_o = Anfangsradius der Poren von der Kriechbeanspruchung
 $\left. \begin{matrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \end{matrix} \right\}$ = Porenradius elliptischer Poren in Richtung der Hauptachsen
 $\bar{r}$ = gemittelter Porenradius
 S = Standardabweichung in Gaußfunktion
 S_v = Aktivierungsenergie für Selbstdiffusion (Volumen)
 $D_v = D_{ov} \cdot \exp(-S_v/kT)$
 S_k = Aktivierungsenergie für Selbstdiffusion (Korngrenze)
 $D_g = D_{ok} \cdot \exp(-S_k/kT)$

β = Anzahl der Atome pro Einheitszelle

γ_{el} = elastische Verformungsenergie

γ_{pl} = plastische Verformungsenergie

Δt_u = Zeit seit letzter Spannungsumkehr

ϵ = Dehnung

ϵ_o = technische Dehnung

ϵ_a = elastische Anfangsdehnung

ϵ_B = Bruchdehnung

$\dot{\epsilon}$ = Kriechgeschwindigkeit

$\dot{\epsilon}_o$ = Kriechgeschwindigkeit, bezogen auf den Anfangsquerschnitt

$\dot{\epsilon}_{min}$ = minimale Kriechgeschwindigkeit

$\dot{\epsilon}_{gesamt}$ = gesamte Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{gesamt} = \dot{\epsilon}_{Versetz.} + \dot{\epsilon}_{Korngrenz}$

$\dot{\epsilon}_{Korngrenz}$ = Kriechgeschwindigkeit, hervorgerufen durch Korngrenzgleitung

$\dot{\epsilon}_s$ = stationäre Kriechgeschwindigkeit

$\dot{\epsilon}_{Versetz}$ = Kriechgeschwindigkeit durch Versetzungsbewegung

$\dot{\epsilon}_w$ = wahre Kriechgeschwindigkeit

λ = Sprungabstand in einer Versetzung

λ_o = Sprungabstand in Versetzung, hervorgerufen durch Schneiden von anderen Versetzungen

λ_l = Sprungabstand in Versetzung, hervorgerufen durch Ausscheidungen

λ_s = Sprungabstand in Versetzungen im stationären Kriechbereich

μ = Zeitkonstante für die Entwicklung der Versetzungsdichte (Gittus)

$\left. \begin{matrix} \mu_1 \\ \mu_2 \\ \mu_3 \\ \mu_4 \\ \mu_5 \\ \mu_6 \\ \mu_7 \\ \mu_8 \end{matrix} \right\}$

Zeitkonstanten für Programm \$GER, siehe dort (Eingabeplan)

ν = Querkontraktionszahl

ξ = Versetzungsdichte

ξ_s = Dichte der Versetzungen im stationären Kriechbereich

ξ_0 = Versetzungsdichte zu Beginn des Zeitintervalls bzw. vor Beginn des Kriechens

ξ_∞ = Asymptote, gegen die sich die Versetzungsdichte ohne das Wieder-Beweglich-Werden von Versetzungen bewegen würde ($\rightarrow 0$)

$\xi_{F,a}$	Dichte beweglicher Versetzungen in	{	Vorwärtsrichtung, Anfang des Zeitintervalls
$\xi_{F,e}$			Vorwärtsrichtung, Ende des Zeitintervalls
$\xi_{R,a}$			Rückwärtsrichtung, Anfang des Zeitintervalls
$\xi_{R,e}$			Rückwärtsrichtung, Ende des Zeitintervalls
$\xi_{F,s}$			Vorwärtsrichtung, stationärer Bereich

σ = Spannung

σ_e = effektive Spannung für Porenwachstum; $\sigma_e = \sigma / (1 - B)$

σ_{eff} = effektive Spannung für Versetzungsbewegung; $\sigma_{eff} = (\sigma - \sigma^+) / (1 - B)$

σ_n = Spannung senkrecht zur Korngrenze

σ_{oro} = Orowanspannung

σ^+ = innere Spannung

σ_{Au}^+ = innere Spannung durch Ausscheidungen

$\sigma_{Vers.}^+$ = innere Spannung durch Versetzungen

σ_{sk}^+ = innere Spannung durch Subkorngrenzen

σ^* = Wirkungsquerschnitt für Frenkelpaarbildung

τ = Zeitkonstante zur Berechnung von A_v

τ_0 = Konstante in Zeit-Temperatur-Parametern

ϕ = Neutronenfluß am Ort der Probe

Ω = Atomvolumen

Literaturverzeichnis :

- (1) J.D. Baird, A. Jamieson: JISI, 210 (1972), S. 847/56
- (2) P.W. Davies, J.P. Dennison, H.E. Evans: J. Inst. Met., 95 (1967), S. 231/4
- (3) I.R. Kramer, N. Balasubramanian: Met. Trans., 4 (1973), S. 431/6
- (4) R.G. Stang, W.D. Nix, C.R. Barrett: Met. Trans. 4 (1973), S. 1695/9
- (5) Forschungshefte Stahl: Gebrauchseigenschaften der Stähle, Luxemburg, EUR 5390 d (1975)
- (6) Forschungshefte Stahl: Propriétés d'emploi des aciers, Luxemburg, EUR 5261 f (1975)
- (7) D.A. Kelly: Acta Met., 23 (1975), S. 1267/75
- (8) G.N. Maniar, J.E. Bridge jr., H.M. James, G.B. Heydt: Met. Trans. 1 (1970), S. 31/42
- (9) C. Florin, P. Hammerstein, H. Imgrund: Arch. Eisenhüttenwes., 41 (1970), S. 231/36
- (10) A. Krisch, F.K. Naumann: Arch. Eisenhüttenwes., 41 (1970), S. 835/40
- (11) A. Krisch, F.K. Naumann, H. Keller, H. Kudielka: Arch. Eisenhüttenwes., 42 (1971), S. 519/20
- (12) G.D. Branch, A. Wiekens, D.W.C. Baker: Arch. Eisenhüttenwes., 43 (1972), S. 833/37
- (13) T. Shinoda, T. Ischii, R. Tanaka, T. Mimino, K. Kinoshita, I. Minegishi: Met. Trans. 4 (1973), S. 1213/22
- (14) A. Krisch, D. Horstmann, H. Keller, H. Kudielka: Arch. Eisenhüttenwes., 45 (1974), S. 263/69
- (15) J. Sobotka, T. Prnka: Arch. Eisenhüttenwes., 45 (1974), S. 629/34
- (16) W. Siegfried: Arch. Eisenhüttenwes., 37 (1966), S. 65/78
- (17) J.H. Gittus: Phil. Mag., 21 (1970), S. 495/508
- (18) M.F. Ashby: Acta Met., 20 (1972), S. 887/97
- (19) J.P. Hirth: Met. Trans. 3 (1972), S. 3047/67
- (20) N.J. Grant, A.G. Bucklin: Trans. Amer. Soc. Metals, 42 (1950), S. 720/61
- (21) F.R. Larson, J. Miller: Trans. Amer. Soc. Mech. Eng., 74 (1952), S. 765/75
- (22) S.S. Manson, W.F. Brown jr.: Proc. Amer. Soc. Test. Mater., 53 (1953) S. 693/719
- (23) S.S. Manson, A.M. Haferd: Technical Note 2890, Washington (1954)
Hrsg.: National Advisory Committee for Aeronautic
- (24) C.F. Monkman, N.J. Grant: Proc. Amer. Soc. Test. Mater., 56 (1956) S. 503/620
- (25) S.S. Manson, L.F. Coffin:
- (26) J. Granacher, H. Wiegand: Arch. Eisenhüttenwes., 43 (1972), S. 699/704
- (27) H. Diehl, J. Granacher, H. Wiegand: Arch. Eisenhüttenwes., 46 (1975) S. 407/10

- (28) H. Wiegand, J. Granacher, M. Sandner: Arch. Eisenhüttenw., 46 (1975) S. 533/39
- (29) E. El-Magd: Arch. Eisenhüttenwes., 46 (1975), S. 541/46
- (30) M.A. Farghalli, T.G. Langdon: 2nd Int. Conf. on Mech. Behaviour of Materials, Boston (Mass.), 16.-20.8.1976
- (31) R.L. Orr, O.D. Sherby, J.E. Dorn: Trans. Amer. Soc. Metals, 46 (1954), S. 113/28
- (32) P.W. Davies, J.P. Dennison: J. Inst. Met., 88 (1959/60), S. 471/76
- (33) G.W. Greenwood: Proc. of the 3rd Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys, 1, S. 91/105, Cambridge (Engl.), 20.-25.8.1973
- (34) R. Raj, M.F. Ashby: Acta Met., 23 (1975), S. 653/66
- (35) J. Granacher, F.J. Klein: Programm TEXPOS, TH Darmstadt, 1970
- (36) C.R. Barrett, W.D. Nix: Acta Met., 13 (1965), S. 1247/58
- (37) J.H. Gittus: Phil. Mag., 22 (1971), S. 1423/40
- (38) J.H. Gittus: Phil. Mag., 22 (1971), S. 1233/47
- (39) J.H. Gittus in: Constitutive Equations in Plasticity, Hrsg.: A.S. Argon, The MIT Press, Cambridge (Mass.) and Lond Engl. S. 487/547
- (40) Friedel: Phil. Mag., 43 (1953), S. 444/8
- (41) D. Rosenthal: Trans. ASME, (1946), S. 849/66
- (42) W.G. Johnston, J.J. Gilman: J. Appl. Phys., 30 (1959) S. 129/44
- (43) E.N. Andrade, K.J. Jolliff: Proc. R. Soc. A, 213, S. 3
- (44) D. Hull, D.E. Rimmer: Phil. Mag., 11 (1960), S. 673/87
- (45) M.V. Speight, J.E. Harris: Met. Sci. J., 1 (1967), S. 83/5
- (46) R.N. Stevens, R. Dutton: Mater. Sci. Eng., 1971, S. 220/34
- (47) A.J. Perry: J. Mater. Sci., 9 (1974), S. 1016/39
- (48) A.J. Perry, C.W. Corti, K.N. Metton: Meeting, Grain Boundaries, April 1976
- (49) R.G. Fleck: Acta Met., 23 (1975), S. 415/21
- (50) C. Herring: J. Appl. Phys., 21 (1950), S. 437/45
- (51) F. Garofalo: Trans. AIME, 227 (1963), S. 351
- (52) L.R. Orr, O.D. Sherby, J.E. Dorn: Trans. Amer. Soc. Metals, 46 (1954) S. 513/28
- (53) S.S. Manson, W.F. Brown jr.: Proc. Amer. Soc. Test. Mat., 53 (1953) S. 693/719
- (54) C. Florin, D. Horstmann, H. Imgrund: Arch. Eisenhüttenw., 45 (1974) S. 457/63
- (55) W. Aulstiel, G. Grote, C. Maidorn, J. -schroder: Arch. Eisenhüttenwes., 45 (1974), S. 309/15
- (56) H. Böhm: Arch. Eisenhüttenwes., 45 (1974), S. 821/30
- (57) E.W. Etherington in 1st ASTM-Euratom-Symposium on Reactor Dosimetry, Petten, 22.-26. Sept. 1975

- (58) R.L.Simons, G.R.Odette in 1st ASTM-Euratom-Symposium on Reactor Dosimetry, Petten, 22.-26.Sept.1975
- (59) G. Hehn, P.Stiller in 1st ASTM-Euratom-Symposium on Reactor Dosimetry, Petten, 22.-26.Sept.1975
- (60) H.Lang, W.Schneider, L.Weise: Bericht d.Kernforschungsanlage Jülich, IB - 2/76 SMT (1976)
- (61) K.Takeuchi, T.Miura, A.Yamayi: Ship Research Institute, Japan, 1974
- (62) G.R.Odette: Nucl.Eng.and Design, 33 (1975), S.19/29 und 37/49
- (63) A.L.Bennet in Fundamental Material Problems in Nuclear Reactors, 2nd Int. Conf. on the strength of metals and alloys, Vol.II, Amer.Soc.for Metals, Park (Ohio), 1970
- (64) Deutsche Normen, hrsg.vom Fachnormenausschuß Materialprüfung DIN 50145, Mai 1975
- (65) A.Krisch, F.K.Naumann, H.Keller, H.Kudielka: Arch.Eisenhüttenwes., 41 (1970), S.43/53
- (66) H.Berns, F.Brühl jr.: Arch.Eisenhüttenwes., 41 (1970) S.675/79
- (67) V.Foldyna, J.Purmensky, T.Prnka, M.Kadulová: Arch.Eisenhüttenwes., 42 (1971), S.927/32
- (68) A.D.Batte, M.C.Murphy: Arch.Eisenhüttenwes., 44 (1973), S.219/26
- (69) T.Prnka, V.Foldyna, J.Sobotka: Arch.Eisenhüttenwes., 44 (1973), S.321/8
- (70) H.Diehl, J.Granacher, T.Polzín, H.Wiegand: Arch.Eisenhüttenwes., 46 (1975), S.401/6
- (71) H.Diehl, J.Granacher, H.Wiegand: Arch.Eisenhüttenwes., 45 (1974) S.461/3
- (72) E.Keil, E.O.Müller, P.Bettzieche: Arch.Eisenhüttenw., 43 (1972), S.757/62
- (73) P.P.Pizzo, K.D.Challenger: 2nd Int. Conf. on Mech. Behaviour of Mat., Boston (Mass.), 16.-20.Aug.1976
- (74) Ergebnisse deutscher Zeitstandversuche langer Dauer
Hrsg.: VdEh, Verlag Stahleisen mbH, Düsseldorf 1969
- (75) A.Seeger: Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, S.391, The Phys. Soc., London, 1955
- (76) Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen,
4.Auflage, Verlag Stahleisen mbH, Düsseldorf, 1965
- (77) P.G.Shewmon: Diffusion in Solids, Mc Graw Hill, 1963
- (78) A. Sherwood: Diffusion Process, Gordon and Breach Science Publishers London, New-York, Paris, 1971
- (79) G.Neumann, G.M.Neumann: Surface Self - Diffusion Series, Nr.1, 1972
- (80) R.Lagneborg, B.Bergmann: Met.Sci.J., 10 (1976), S.20/8
- (81) W.J.Evans: Met.Sci.J., 10 (1976), S.170/3
- (82) R.W.Lund, W.D.Nix: Acta Met., 24 (1976) S.469/81

- (83) P.L.Threadgill, B.Wilshire:Met.Soc.,Sheffield Conf.1972
- (84) J.H.Haußelt, W.D.Nix: Acta Met., 25 (1977), S.595/607
- (85) P.Threadgill, B.Mordiko: Z.f. Metallkunde, 1977, S.266/70
- (86) P.Haasen: Physikalische Metallkunde, Springer Verlag, New York, 1974
- (87) F.Gröschel: Diplomarbeit, Erlangen, 1975
- (88) Hendawy: Dissertation, Erlangen, erscheint demnächst
- (89) E.El-Magd: Arch.Eisenhüttenwe., 48 (1977), S.93/8
- (90) U.Lindborg: Acta Met., 17 (1969), S.157/65
- (91) U.Lindborg: Acta Met., 17 (1969), S.521/26
- (92) W.D.Nix, D.K.Matlock, R.J.Di Melfi: Acta Met., 25 (1977) S.495/503
- (93) L.N.Mc Cartney: Acta Met., 25 (1977), S.201/30
- (94) A.Blumenauer, P.Pusch: Bruchmechanik, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1973
- (95) G.Streb, B.Reppich: Phys.Stat.Sol.(a) 16 (1973), S.493/505
- (96) W.Hüther, B.Reppich: Phil.Mag., 28 (1973), S.363/371
- (97) W.Blum, J.Haußelt, G.König: Acta Met., 24 (1976), S.293
- (98) A.Fuchs, B.ilschner: Acta Met., 17 (1969), S.701/10
- (99) P.W.Davies, K.R.Williams: Acta Met., 17 (1969), S.897/903
- (100) T.G. Langdon, Met. Trans. 3 (1972) S.797/801
- (101) J.Haußelt, Dissertation, Erlangen, 1975
- (102) L.Mondolfo:Aluminium-Structure and Properties, Butterworth, London, 1969
- (103) M.Bishop, K.E.Fletcher: Int.Met.Rev., 17 (1972), S.203/25
- (104) A.Pearson: Lattices and Structures of Metals
- (105) Aluminium-Handbuch
- (106) R.Quast: Studienarbeit, WWI, Erlangen, 1976
- (107) D.Stieglitz: Dipl.Arb., Erlangen, 1976
- (108) G.König: Dipl.Arb., Erlangen, 1974
- (109) A.Fuchs: Dissertation, Erlangen, 1968

Anhang

Die Fortran-Programme \$GER und \$GZE

Programmausdrucke

Eingabeplan

Datensätze

```

1 C      PROGRAMM $GEH=S, $GER=K      5.10.1977 GERH.FRFIM.
2 C
3 C
4      REAL K,LAMDAO,LAMDA1,LAMDA,VO,LSK,LSKS,VA,LM,
5      X    MUE1,MUE2,MUE3,MUE4,MUE5,MUE6,MUE7,MUE8,
6      X    V1,V2,V3,V4,V5,
7      X    H(50),HO(50),A(50),N(50),
8      X    Z(2),DOV(2),DOK(2),SV(2),SK(2),
9      X    ZA(2),DOVA(2),DOKA(2),SVA(2),SKA(2)
10     INTEGER KOM(10)
11     COMMON I(5),SIG(5),TEMP(5),
12     X      EPSFPL(50),EPSPL(50),SIGPL(50),RHOFPL(50),
13     X      BEDPL(50),SIGEPL(50),ZEI1(50)
14     HEAD(2,1000)(KOM(IK),IK=1,10)
15     WRITE(1,1000)(KOM(IK),IK=1,10)
16     HEAD(2,1001)IV
17     DO 1 I=1,IV
18     ZEI1(I)=0.0
19     SIGEPL(I)=0.0
20     BEDPL(I)=0.0
21     EPSPL(I)=0.0
22     EPSFPL(I)=0.0
23     RHOFPL(I)=0.0
24     1 CONTINUE
25 C
26 C
27 C      EINLESEN DER EINGABEDATEN
28 C
29 C
30     HEAD(2,1002)MAX,NMAX,I1EIL,
31     X      K,BE1A,B,AO,GK,
32     X      DKG,OMEGA,HK,VO,HO(1),
33     X      FEDECK,LSK,RA,VA,10,
34     X      F,RVORM,G1,G2,RHOFI,
35     X      ALPHA1,ALPHA2,ALPHA3,ALPHA4,ALPHA5,
36     X      ALPHA6,ALPHA7,ALPHA8,ALPHA9,ALP10,
37     X      ALP11,ALP12,ALP13,ALP14,MUE3,
38     X      MUE4,MUE5,MUE6,V1,V2,
39     X      V3,V4,V5,STEU1,STEU2,
40     X      STEU3,STEU4
41 C
42 C
43     RHOFIG=RHOFI
44 C
45 C
46     WRITE(1,1003)NMAX
47     DO 2 JO = 1,NMAX
48     HEAD(2,1004) Z(JO),DOV(JO),DOK(JO),SV(JO),SK(JO),
49     X      ZA(JO),DOVA(JO),DOKA(JO),SVA(JO),SKA(JO)
50     WRITE(1,1005) JO,Z(JO),DOV(JO),DOK(JO),SV(JO),SK(JO),
51     X      JO,ZA(JO),DOVA(JO),DOKA(JO),SVA(JO),SKA(JO)
52     2 CONTINUE
53     I = 0
54     3 I = I+1
55     HEAD(2,1006)SIG(I),I(I),TEMP(I)
56     IF (I.LT.MAX) GO10 3
57     WRITE(1,1007)
58     WRITE(1,1008)(I,SIG(I),I(I),TEMP(I),I = 1,MAX)
59 C      EINLESEN ENDE

```

```

60      UMKEHRH = 0.0
61      FRS = 0.0
62      J=0
63  C
64  C      SCHLEIFF FÜR DIE DEFINITION DER WERTE
65  C
66      I=0
67  4  I=I+1
68      E = 0.0
69      EA = 0.0
70      DA = 0.0
71      DGA = 0.0
72      DO 5 JO = 1, NMAX
73      D = I+Z(JO)*DOV(JO)*EXP(-SV(JO)/(K*TEMP(I)))
74      LA = DA+ZAC(JO)*DOVA(JO)*EXP(-SVA(JO)/(K*TEMP(I)))
75      DG = DG+Z(JO)*DOK(JO)*EXP(-SK(JO)/(K*TEMP(I)))
76      IGA = DGA+ZAC(JO)*DOKA(JO)*EXP(-SKA(JO)/(K*TEMP(I)))
77  5  CONTINUE
78      INI = IN/MAX
79      RV = FLOAT(INI)
80  C
81  C      BERECHNUNG DER IM INTERVALL I KONSTANTEN GROSSEN
82  C
83      IAK1 = I(I)/RV
84      G = -G1*TEMP(I)+G2
85      LSK5 = ALP10*ABS(SIG(I))*V3*TEMP(I)
86      MUE1=ALPHA2*ABS(SIG(I))*TEMP(I)
87      MUE2 = ALPHA5*ABS(SIG(I))
88      MUE7 = ALPHA9*ABS(SIG(I))*TEMP(I)
89      MUE8 = ALP11*ABS(SIG(I))
90      IF(I.GT.1)ALPHA4=ALPHA4*EXP(-MUE2*(I-1))
91      WRI IE(1,1009)G, D, DG, EA, DGA
92  C
93  C      BERECHNUNG DER STÄRKE DER FÜR RH0, FALLS I G1 1
94  C
95      IF(I.EQ.1) GO10 6
96      IES11 = SIG(I)
97      IES12 = SIG(I-1)
98      UMKEHRH = UMKEHRH+I(I-1)
99      RUECK = RHOFI*F*(1.0-EXP(-MUE1*UMKEHRH))*
100  X      ABS(SIG(I)-SIG(I-1))/RVORM
101      RUECKC = RHOFIG*F*(1.0-EXP(-MUE1*UMKEHRH))*
102  X      ABS(SIG(I)-SIG(I-1))/RVORM
103      IF(ABS((SIGV(1.0, IES11))-(SIGV(1.0, IES12))).GT.0.01)
104  X      RHOFI = RHOFI+RUECK
105      IF(ABS((SIGV(1.0, IES11))-(SIGV(1.0, IES12))).GT.0.01)
106  X      RHOFIG=RHOFIG+RUECKC
107      IF(ABS((SIGV(1.0, IES11))-(SIGV(1.0, IES12))).GT.0.01)
108  X      UMKEHRH = 0.0
109  6  CONTINUE
110      WRI IE(1,1010) RHOFI
111  C
112  C      BERECHNUNG DER STÄRKE DER ENDE
113  C

```

```

114 C
115     CALL SWITCH(4,L4)
116     GOTO (7,8),L4
117 7 WRITE(1,1011)I
118 8 CONTINUE
119 C
120 C     UNTERRIEBUNG JEDES INTERVALLS IN RV UNTERINTERVALLE
121 C     ZUM PLOTTEN
122 C
123     L=0
124 9 L=L+1
125     J=J+1
126     IF (SIG(I).LT.0.0) SIG(I) = SIG(I)*EXP(EPS)
127     IF (J.GT.1)ZFI(J) = ZFI(J-1)
128     IF (J.EQ.1)ZFI(J) = 0.0
129     LSK = (LSK-LSK)*(1.0-EXP(-MUE1*IAK1))+LSK
130     KA = KA + MUE5*(ZFI(J)+IAK1)**N4
131     VA = VA + MUE6*(ZFI(J)+IAK1)**N5
132     IF (VA.LT.0.5)VA = 0.5
133     LM = SQRT(4.0*3.14*KK**2/VA)
134     AV = (KA/KA)**3*VA
135     IF(DA.NE.0.0)D = (1.0-AV)*L+AV*DA
136     IF(LGA.NE.0.0)DG = (1.0-AV)*DG+AV*DGA
137 C
138 C     BERECHNUNG DER AKTUELLEN VERSEIZUNGSLICHTE
139 C
140     RHQS = ALPHA1*ABS(SIG(I))**N1*(1.0-ALPHA7*(KA/KA)**3*VA)
141     RHQ = (RHQS-RHQFI)*(1.0-EXP(-MUE1*IAK1))+RHQFI
142     RHQGS = ALPHA1*ABS(SIG(I))**N1
143     RHQG = (RHQGS-RHQFI)*(1.0-EXP(-MUE1*IAK1))+RHQFI
144 C
145 C     BERECHNUNG DES SPRUNGABSTANDES LAMDA
146 C
147     LAMDAO = ALPHA3*RHQ**N2+
148 X     ALPHA4*EXP(-MUE2*IAK1*L)
149     LAMDA1 = 1.61*ALPHA8*VA**(-1.33)*KK**4/KA**3
150 X     +ALPHA4*EXP(-MUE2*IAK1*L)
151     IF(ALPHA8.GT.1.0E-15)LAMDA=1.0/(1.0/LAMDAO+1.0/LAMDA1)
152     IF(ALPHA8.LE.1.0E-15) LAMLA=LAMDAO
153 C
154 C     BERECHNUNG INVERSE SPANNUNGEN
155 C
156     SIGMAI=0.3*G*B*SQRT(RHQ)*100.0
157     IF(SIG(I).LT.0.0)SIGMAI=-SIGMAI
158     SIGIS = ALP12/ABS(LSK)
159     IF (SIG(I).LT.0.0)SIGIS = -SIGIS
160     IF(KA.GT.0.0)SIGORQ = 0.144*B*G*KK/((4.19*KK**3/VA)**0.33
161 X     -2.0*KA)*ALOG(KA/(4.0*B))
162     IF(KA.FG.0.0)SIGORQ=0.0
163     IF(SIG(I).LT.0.0)SIGORQ=-SIGORQ
164     SIGAU = ALPHA6*ABS(SIG(I))
165     IF (SIG(I).LT.0.0)SIGAU = -SIGAU
166     IF(ABS(SIG(I)-SIGMAI-SIGIS-SIGAU).GE.ABS(SIGORQ))
167 X     SIGAU = SIGORQ

```

```

168 C
169 C      BEFECHNUNG DES BEFECHNUNGSGRADES
170 C
171      IF (S1E02)11,11,10
172      10 V(J)=V0
173      GO10 12
174      11 IF (S1E03)14,14,13
175      13 V(J)=V0*3*ZFI1(J)-V0
176      IF (V(J).LT.0.0)V(J)=0.0
177      GO10 12
178      14 IF (S1E04)12,12,15
179      15 V(J)=V0*(1.0-EXP(-MUE4*ZFI1(J)))
180      12 CONTINUE
181      IF(V(J).LT.0.001)A(J)= 1.0
182      IF (V(J).LT.0.001)GO10 16
183      A(J) = SGH1(4.0*3.14**K**2/V(J))
184      16 CONTINUE
185      hQ = 0.0
186      FLAECH = 0.0
187      DO 17 M = 1,J
188      RHILF = LG*DKG*ABS(SIG(I)/(1.0-BEDECK))*1.0E30*OMEGA*IAK1
189      X      *1.0E-4/(GK**K*1EMP(I)*A(J))*1.0E-30
190      h(M) = SQH1(hQ(M)**2+RHILF)
191      hI = h(M)
192      IF (M.EQ.1) h(M)=h(X)*V(1)
193      IF (M.G1.1) h(M)=h(M)*(V(M)-V(M-1))
194      IF (M.EQ.1)FLAECH = FLAECH+3.14*hI**2*V(M)
195      IF (M.G1.1)FLAECH = FLAECH+3.14*hI**2*(V(M)-V(M-1))
196      hQ=hQ+h(M)
197      IF (J.L1.1V)hQ(J+1) = 0.0
198      hQ(M)=hI
199      17 CONTINUE
200      IF (V(J).LT.0.5)V(J)=0.5
201      hQ = hQ/V(J)
202      BEFECK = FLAECH/(4.0*3.14**K**2)
203      BED = BEFECK + (1.0-EXP(-MUE6*(ZFI1(J)-1.0)))
204      IF (ZFI1(J)-10.L1.0.0)BED = BEFECK
205      IF(BED.G1.0.8)GO10 18
206 C
207 C      BEFECHNUNG VON EPS UND EPSF
208 C
209      SIGEFF=(SIG(I)-SIGMAI-SIGIS-SIGA0)/(1.0-BED)
210      IF (ABS(SIG(I))-ABS(SIGMAI+SIGIS+SIGA0).LT.0.0)
211      X      SIGEFF = 0.0
212      X = SIGEFF*B**2*LAM1A/(GK**K*1EMP(I))
213      Y = (EXP(X)-EXP(-X))/2.0
214      EPSF=4.0*3.14/GK*D*BE1A*(B/AO)**3*hQ0*Y
215      KEPS = EPS
216      AEPKG = ALF13*FAF(-ALF14*SIG(I))
217      IF (AEPKG.GT.1.0) EPSF = EPSF/(1.0-AEPKG)
218      EPS=EPS+EPSF*1(I)/hQ
219      ZFI1(J)=ZFI1(J)+1(I)/hQ
220      KX = L/ITEIL
221      IF (ABS(FLOA1(L)/(FLOA1(ITEIL))-KX) .GT. 0.001)
222      X      GO10 19
223      CALL SWITCH(4,L4)
224      GO10 (20,19),L4
225      20 WRITE(1,1012)ZFI1(J),hQ,LAMDA,
226      X      SIG(I),SIGEFF,hQ,
227      X      BEDECK,BED,
228      X      EPSF,EPS
229      19 CONTINUE

```

```

230 C
231 C      ABSPEICHERN DER GRÖSSEN IN FELDERN ZUM PLOTTEN
232 C
233      SIGFPL(J)= SIGEFF
234      BEDPL(J)=BELECK
235      EPSPL(J)=EPS
236      EFSPPL(J)=EFSP
237      RHOPL(J)=RHO
238 C
239 C      ABSPEICHERN ENDE
240 C
241      RHOFI = RHO
242      RHOFIG=RHOQ
243      IF (SIFU1.L1.0.0) SIG(I) = SIG(I)/EXP(REPS)
244      IF(L.L1.IVI) GO10 9
245      IF(I.L1.MAX) GO10 4
246      GO10 21
247      18 WRITE(1,1013)
248      KO = J
249      DO 22 J = KO,IV
250      ZEIT(J)=ZEIT(KO)
251      SIGEPL(J)=0.0
252      BEDPL(J)=0.0
253      EPSPL(J)=0.0
254      EFSPPL(J)=0.0
255      RHOPL(J)=0.0
256      22 CONTINUE
257      21 CONTINUE
258 C
259 C      AUFRUF PLOTTERPROGRAMM
260 C
261      CALL SSW1CH(3,L3)
262      GO10 (23,24),L3
263      23 CALL F$EXEC (,1,"$EX $GLE.")
264      24 CONTINUE
265 C
266 C
267 C      FORMATE
268 C
269 C
270      1000 FORMAT(10A2)
271      1001 FORMAT(I3)
272      1002 FORMAT(3(I3,3X),/,9(5(E10.3,3X),/),2(E10.3,3X))
273      1003 FORMAT(1X,"NMAX = ",I3)
274      1004 FORMAT(5(E10.3,3X),/,5(E10.3,3X))
275      1005 FORMAT(1X,"JO = ",I3,3X,"Z(JO) = ",E10.3,/,
276      X      1X,"DOV = ",E10.3,"CM**2/S",
277      X      3X,"DOK = ",E10.3,"CM**2/S",/,
278      X      1X,"SV = ",E10.3,"J",3X,"SK = ",E10.3,"J",/,
279      X      1X,"JO = ",I3,3X,"ZA(JO) = ",E10.3,/,
280      X      1X,"DOVA = ",E10.3,"CM**2/S",
281      X      3X,"DOKA = ",E10.3,"CM**2/S",/,
282      X      1X,"SVA = ",E10.3,"J",
283      X      3X,"SKA = ",E10.3,"J",/)
284      1006 FORMAT(3(E10.3,3X))
285      1007 FORMAT(1X,"EINGABEDATEN",/,
286      X      1X,"INTERVALL",3X,"SIGMA IN N/M**2",
287      X      3X,"ZEITDAUER IN S",3X,"TEMPERATUR IN K",/)
288      1008 FORMAT(1X,I3,10X,E10.3,6X,E10.3,6X,E10.3,/)

```

```

289 1009 FORMAT(1X,"G = ",E10.3,"N/M**2",/,
290 X 1X,"D = ",E10.3,"CM**2/S",
291 X 3X,"DG = ",E10.3,"CM**2/S",/,
292 X 1X,"DA = ",E10.3,"CM**2/S",
293 X 3X,"DGA = ",E10.3,"CM**2/S",/)
294 1010 FORMAT(1X,"ANFANGSVERSETZUNGSLICHTE = ",E10.3,"CM**-2",/)
295 1011 FORMAT(1X,"INTERVALL ",I3,/,
296 X 1X,"I IN S",3X,"RHO IN CM**-2",3X,"LAMEA IN M",/,
297 X 1X,"SIGMA IN N/M**2",3X,"SIGEFF IN N/M**2",
298 X 3X,"h IN M**2",/,
299 X 1X,"FEDECK",3X,"BED GESAMT",/,
300 X 1X,"EPSP IN S**-1",3X,"EPS",/)
301 1012 FORMAT(2(1X,3(E10.3,3X),/),2(1X,2(E10.3,3X),/))
302 1013 FORMAT(1X,"FFDECKUNGSGRAD GROESSEH O.B",/)
303 CALL EXIT
304 END

```

O FORTRAN ERRORS

\$FV-12-16 41204074-614 A

COMMON BLOCK	LENGTH OCTAL	ADDRESS DECIMAL
-----------------	-----------------	--------------------

***	001332	730 023446
-----	--------	------------

COMMON LOW 023446

COMMON HIGH 025000

```

*
*
* NO SOURCE-ERRORS
*

```

```

* LOAD VIRTUAL
*

```

LC

```

*BCIM 00100
*LOW 01000
*START 01000
*HIGH 25000
*TOP 22165
*NAME 07031
*COM 25000
*BASE 00623

```

```

*
*
* PROG, (R) START
*

```

```

1  C      FILE $GZE=$$$$GZE=S      5.10.1977  GERHAEUSSEH/FREIMANN
2  C      ZEICHENPROGRAMM FUER $GER
3  C
4  C
5      COMMON T(5),SIG(5),TEMP(5),
6  X      EPSPL(50),FPSPL(50),SIGPL(50),
7  X      RHOPL(50),BEDPL(50),
8  X      SIGEPL(50),TPL(50)
9  C
10 C
11 C
12      NA = 50
13      RB = 12.5/1.5
14      DX = 3.0/1.5
15      DZ = 15.0/1.5
16      CALL PLOTS
17      CALL FACTOR(1.5)
18      CALL PLOT(-10.0,2.0,-3)
19 C
20 C
21 C
22 C      SKALIEREN AUF ZEICHNUNGSGROESSE RB MM
23 C
24 C
25      CALL SCALE(TPL,NA,RB,XMIN,DX)
26      CALL SCALE(EPSPL,NA,RB,EPMIN,DEP)
27      CALL SCALE(FPSPL,NA,RB,EPMI,DPP)
28      CALL SCALE(SIGEPL,NA,RB,SIGMIN,DSIG)
29      CALL SCALE(BEDPL,NA,RB,BEDMIN,DBED)
30      CALL SCALE(RHOPL,NA,RB,RHOMIN,DRHO)
31 C
32 C
33 C      AUFTRAGEN VON EPSPL/1
34 C
35 C
36      CALL PLOT(DX,DZ,-3)
37      CALL LINE(TPL,EPSPL,NA,0,1,XMIN,DX,EPMIN,DEP)
38      CALL AXIS(0.0,0.0,RB,90.0,EPMIN,DEP,3HEPS,-3)
39      CALL AXIS(0.0,0.0,RB,0.0,XMIN,DX,6HT IN S,6)
40 C
41 C
42 C      AUFTRAGEN VON EPSPL/T
43 C
44 C
45      DZ = 15.0/1.5
46      DZ = 0.0
47      CALL PLOT(DX,DZ,-3)
48      CALL LINE(TPL,EPSPL,NA,0,2,XMIN,DX,EPMI,DPP)
49      CALL AXIS(0.0,0.0,RB,90.0,EPMI,DPP,
50 X      13HEPSP IN S**-1,-13)
51      CALL AXIS(0.0,0.0,RB,0.0,XMIN,DX,6HT IN S)

```

```

52 C
53 C
54 C   AUFTRAGEN VON SIGEPL/1
55 C
56 C
57     DX = 15.0/1.5
58     DZ = 15.0/1.5
59     CALL PLOT(-DX,-DZ,-3)
60     CALL LINE(TPL,SIGEPL,NA,0.3,XMIN,DX,SIGMIN,DSIG)
61     CALL AXIS(0.0,0.0,RE,90.0,SIGMIN,DSIG,
62 X      20HSIGMA EFF. IN N/M**2,-20)
63     CALL AXIS(0.0,0.0,RE,0.0,XMIN,DX,6HT IN S,6)
64 C
65 C
66 C   AUFTRAGEN VON BEDPL/1
67 C
68 C
69     DZ = 0.0
70     DX = 15.0/1.5
71     CALL PLOT(DX,DZ,-3)
72     CALL LINE(TPL,BEDPL,NA,0.4,XMIN,DX,BEDMIN,DBED)
73     CALL AXIS(0.0,0.0,RE,90.0,BEDMIN,DBED,6HBEDGRD,-6)
74     CALL AXIS(0.0,0.0,RE,0.0,XMIN,DX,6HT IN S,6)
75 C
76 C
77 C   AUFTRAGEN VON RHOP/1
78 C
79 C
80     DX = 15.0/1.5
81     DZ = 15.0/1.5
82     CALL PLOT(DX,DZ,-3)
83     CALL LINE(TPL,RHOP,NA,0.5,XMIN,DX,RHOMIN,DRHO)
84     CALL AXIS(0.0,0.0,RE,90.0,RHOMIN,DRHO,
85 X      13RHOP IN CM**2,-13)
86     CALL AXIS(0.0,0.0,RE,0.0,XMIN,DX,6HT IN S,6)
87 C
88 C
89     CALL EX11
90     END

```

0 FORTRAN ERRORS
SFN-12-16 41204074-614 A

COMMON BLOCK	LENGTH OCTAL DECIMAL	ADDRESS
***	001332 730	023446
COMMON LOW	023446	
COMMON HIGH	025000	

*
*
* NO SOURCE-ERRORS
*
*
*
* LOAD VIRTUAL
*
LC

*BOTM 00100
*LOW 01000
*START 01000
*HIGH 25000
*TOP 13241
*VAMES 07615
*COMN 25000
*BASE 00366

*
*
* PRQGR, (R) START
*

Eingabeplan für das Programm \$GER

Bezeichnung im Programm \$GER	Bezeichnung im Text	Benennung	Laufindex	Formel	FORMAT
KOM (IK)	-	-	IK = 1, 10	Kommentar, z. B. Nummer des Datensatzes	10 (A 2)
IN	-	-	-	maximale Gesamtanzahl der Unterintervalle, z. B. 5 Intervalle, 10 fach unterteilt $\longrightarrow$ IN = 50	I 3
MAX	-	-	-	Anzahl der Intervalle	-
N MAX	-	-	-	Anzahl der Elemente, die zur Diffusion beitragen	-
I TEIL	-	-	-	Angabe, an wie vielen Stützstellen Σ ausgegeben wird; Ausgabe erfolgt für diejenigen Stützstellen, für die gilt: <u>Anzahl der Unterintervalle</u>	3 (I 3, 3 X)
I TEIL					

Eingabeplan für das Programm \$GER, Fortsetzung 1

Bezeichnung im Programm \$GER	Bezeichnung im Text	Benennung	Laufindex	Formel	FORMAT
K	k	J/Grad	-	-	
BETA	β	-	-	-	
B	b	m	-	-	5(E 10.3, 3X)
Aφ	a_o	m	-	-	
GK	g	-	-	-	
DKG	Ω	m	-	-	
OMEGA	Ω	m ³	-	-	
RRK	r_k	m	-	-	
NNφ	N_o	-	-	-	5(E 10.3, 3X)
R0 (1)	r_o	-	-	-	

Eingabeplan für das Programm \$GER, Fortsetzung 2

Bezeichnung im Programm \$GER	Bezeichnung im Text	Benennung	Lauf- index	Formel	FORMAT
BEDECK	B	-	-	Bedeckungsgrad der Kornober- fläche mit Poren für $t = \phi$	
LSK	l_{sk}	m	-	Subkorndurchmesser für $t = \phi$	5 (E 1 ϕ . 3, 3 X)
RA	r_a	m	-	Radius der Teilchen für $t = \phi$	
NA	n_a	-	-	Anzahl der Teilchen/Korn für $t = \phi$	
T ϕ	t_o	s	-	Zeitpunkt, ab dem sich Risse bemerkbar machen	
F	F	-	-	max. Anteil rückwärts bewegl. Versetzungen	$\vartheta_{bew} = (1+F)(1-\exp(-\mathcal{U}_1 \Delta t_u))$
RNORM	-	N/m ²	-	Spannung, bei der $\vartheta_{bew.} \rightarrow (1+F)$, falls $\text{sig}(\sigma_1) \neq \text{sig}(\sigma_{i+1})$ für $\Delta t \rightarrow \infty$	$\cdot \frac{1 \Delta \sigma_1}{RNORM}$, falls $\text{sig}(\sigma_1) \neq \text{sig}(\sigma_{i+1})$
G1	G_1	N/(m ² k)	-	Konstanten zur Berechnung des	5 (E 1 ϕ . 3, 3 X)
G2	G_2	N/m ²	-	Schubmoduls G	$G = -G_1 \cdot T + G_2$
RHOFI	$\vartheta_{a, bew.}$	cm ⁻²	-	Anfangsversetzungsdichte	-

Eingabeplan für das Programm \$GER, Fortsetzung 3

Bezeichnung im Programm \$GER	Bezeichnung im Text	Benennung	Lauf- index	Formel	FORMAT
ALPHA 1	α_1	$(\sigma \text{ in } N/m^2,$ $\mathcal{G} \text{ in } cm^{-2})$	-	$\mathcal{G}_s = \alpha_1 \cdot \sigma^{nl}$	
ALPHA 2	α_2	$m^2/(Nsk)$	-	$\mu_1 = \alpha_2 / \sigma T_1; \mathcal{G} = (\mathcal{G}_0 - \mathcal{G}_s) / (1 - \exp(-\mu_1 t)) + \mathcal{G}_s$	
ALPHA 3	α_3	$(\sigma \text{ in } N/m^2, \lambda_0 \text{ in } m)$	-	$\lambda_0 = \alpha_3 \sigma^{1/2} + \alpha_4 \exp(-\mu_2 t)$	5(E 10. 3, 3X)
ALPHA 4	α_4	m	-	$\lambda_{ges} = \frac{1}{1/\lambda_0 + 1/\lambda_1}$	
ALPHA 5	α_5	m/(Ns)	-	$\mu_2 = \alpha_5 \cdot \sigma$	
ALPHA 6	α_6	-	-	$\sigma_{Au}^+ = \alpha_6 \cdot \sigma$	
ALPHA 7	α_7	-	-	$\mathcal{G}_{bew} = \mathcal{G}_{ges} (1 - \alpha_7^n (r/r_a)^3)$	5(E 10. 3, 3X)
ALPHA 8	α_8	-	-	$\lambda_1 = \alpha_8 \cdot I_{Au} / A_v = 1,61 \alpha_8^n \cdot r_k^{4/3} / r_a^3$	
ALPHA 9	α_9	$m^2/(Nsk)$	-	$\mu_7 = \alpha_9 / \sigma T$	
ALP 10	α_{10}	$(1_{sk} \text{ in } m,$ $\text{in } N/m^2, T \text{ in } K)$	-	$1_{sk} = \alpha_{10} \cdot \sigma ^{1/3} \cdot T$	

Bezeichnung im Programm §GER	Bezeichnung im Text	Benennung Lauf- index	Formel	FORMAT
ALP 11	α_{11}	-	$B_{\text{Risse}} = 1 - \exp(-\mu_8 t);$ $\mu_8 = \alpha_{11} \cdot \sigma^{-1}$	
ALP 12	α_{12}	N/m	$\sigma_{\text{sk}}^+ = \alpha_{12}^{1/\text{sk}}$	
ALP 13	α_{13}	-	Konstanten für innere Spannungen durch Subkorngrenzen	
ALP 14	α_{14}	m/n	Konstanten zur Bestimmung der Korngrenzgleitung	
MUE 3	μ_3	s ⁻¹	Zeitkonst. für lineares Poren- bildungsgesetz	5(E10.3, 3X)
MUE 4	μ_4	s ⁻¹	Zeitkonst. für exponent. Poren- bildungsgesetz	
MUE 5	μ_5	s ^{-1/2}	Zeitkonst. für Wachstum des Teilchenradius	
MUE 6	μ_6	s ^{-1/2}	Zeitkonst. für Wachstum der Teilchenanzahl	
N 1	n ₁	-	Expon. zur Bestimmung der stat. Versetzungsdichte	5(E10.3, 3X)
N 2	n ₂	-	Expon. zur Bestimmung des stat. Sprungabstands (ohne Teilchen)	

Eingabeplan für das Programm \$GER, Fortsetzung 5

Bezeichnung im Programm \$GER	Bezeichnung im Text	Benennung	Laufindex	Formel	FORMAT
N 3	n ₃	-	-	Expon. zur Bestimmung der Subkorngroße	$I_{gk} = \alpha_{10} \cdot \sigma^{n_3} \cdot T$
N 4	n ₄	-	-	Exponent für Zeitabhängigkeit des Teilchenradius	$r_a = r_{a,o} + \mu_5 \cdot t^{n_4}$
N 5	n ₅	-	-	Exponent für Zeitabhängigkeit der Teilchenanzahl	$N_a = N_{a,o} + \mu_6 \cdot t^{n_5}$
STEU 1	-	-	-	Steuerzahl; $\geq \phi$: $\sigma = \text{const.}$, < 0 : $\sigma = \text{const.}$ (f. d. jeweil. Intervall)	5(E 10. 3, 3X)
STEU 2	-	-	-	Steuerzahl; $> \phi$: Porenanzahl = const.	
STEU 3	-	-	-	Steuerzahl; $> \phi$: lineares Poren- bildungsgesetz	$N(t) = \mu_3 t - N_o; N \geq 0$
STEU 4	-	-	-	Steuerzahl; $> \phi$: exponent. Poren- bildungsgesetz	$N(t) = N_o (1 - \exp(-\mu_4 t))$ 2(E 10. 3, 3X)

Bezeichnung im Programm \$GER	Bezeichnung im Text	Benennung	Laufindex	Formel	FORMAT
Z (J ϕ)	Z _j	-	J ϕ =	$D_v = \sum_j Z_j D_{ovj} \cdot \exp(-S_{vj}/kT)$ $D_g = \sum_j Z_j D_{okj} \cdot \exp(-S_{kj}/kT)$	5 (E 1 ϕ. 3, 3X)
D ϕ V (J ϕ)	D _{ov, j}	cm ² /s			
D ϕ K (J ϕ)	D _{ok, j}	cm ² /s			
SV (J ϕ)	S _{v, j}	J			
SK (J ϕ)	S _{k, j}	J			
ZA (J ϕ)	Z _{ja}	-	1, NMAX	$D_{va} = \sum_{ja} Z_{ja} D_{ovja} \exp(S_{vja}/kT)$ $D_{ga} = \sum_{ja} Z_{ja} D_{okja} \exp(-S_{kja}/kT)$	5 (E 1 ϕ. 3, 3X)
D0VA (J ϕ)	D _{ov, ja}	cm ² /s			
D0KA (J ϕ)	D _{ok, ja}	cm ² /s			
SVA (J ϕ)	S _{v, ja}	J			
SKA (J ϕ)	S _{k, ja}	J			
SIG (I)		N/m ²	I = 1, MAX	-	3 (E 1 ϕ. 3, 3X)
T (I)	t	s		-	
TEMP (I)	T	K		-	

1	DATEV \$GH1				
2	50				
3	5	1	2		
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	3.700E-10	3.100E+00
5	2.000E-09	1.200E-29	1.000E-05	1.000E+01	0.000E+00
6	0.000E+00	5.000E-06	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
7	3.000E-01	4.000E+07	-3.190E+07	8.500E+10	1.000E+07
8	1.600E-07	1.000E-17	2.000E-04	1.000E-08	5.000E-15
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	6.000E-18	7.100E-02
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	-5.000E-01
12	-1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	2.000E+00
13	-3.000E+00	-4.000E+00			
14	1.000E+00	1.800E-01	1.500E+00	4.490E-19	2.640E-19
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
16	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
17	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
18	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
19	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
20	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		

1	DATEV \$GH2				
2	50				
3	5	1	2		
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	3.700E-10	3.100E+00
5	2.000E-09	1.200E-29	1.000E-05	1.000E+01	0.000E+00
6	0.000E+00	5.000E-06	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
7	3.000E-01	4.000E+07	-3.190E+07	8.500E+10	1.000E+07
8	1.600E-07	1.000E-17	2.000E-04	1.000E-08	5.000E-15
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	6.000E-18	7.100E-02
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	-5.000E-01
12	-1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	2.000E+00
13	-3.000E+00	-4.000E+00			
14	1.000E+00	1.800E-01	1.500E+00	4.490E-19	2.640E-19
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
16	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02	0.000E+00	0.000E+00
17	-5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
18	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
19	-5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
20	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		

1	DATEV \$GH3				
2	50				
3	5	1	2		
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	3.700E-10	3.100E+00
5	2.000E-09	1.200E-29	1.000E-05	1.000E+01	0.000E+00
6	0.000E+00	5.000E-06	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
7	3.000E-01	4.000E+07	-3.190E+07	8.500E+10	1.000E+07
8	1.600E-07	1.000E-17	2.000E-04	1.000E-08	5.000E-15
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	6.000E-18	7.100E-02
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	-5.000E-01
12	-1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	2.000E+00
13	-3.000E+00	-4.000E+00			
14	1.000E+00	1.800E-01	1.500E+00	4.490E-19	2.640E-19
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
16	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
17	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
18	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
19	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		
20	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02		

1	DA1EN \$GH4					
2	50					
3	5	1	2			
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	3.700E-10	3.100E+00	
5	2.000E-09	1.200E-29	1.000E-05	1.000E+01	0.000E+00	
6	0.000E+00	5.000E-06	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
7	3.000E-01	4.000E+07	-3.190E+07	8.500E+10	1.000E+07	
8	1.600E-07	1.000E-17	2.000E-04	1.000E-08	5.000E-15	
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	6.000E-18	7.100E-02	
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	-5.000E-01	
12	-1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	2.000E+00	
13	-3.000E+00	-4.000E+00				
14	1.000E+00	1.800E-01	1.500E+00	4.490E-19	2.640E-19	
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
16	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
17	3.000E+07	1.000E+07	8.300E+02			
18	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
19	3.000E+07	1.000E+07	8.300E+02			
20	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			

1	DA1EN \$GH5					
2	50					
3	5	1	2			
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	3.700E-10	3.100E+00	
5	2.000E-09	1.200E-29	1.000E-05	0.000E+00	0.000E+00	
6	0.000E+00	5.000E-06	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
7	3.000E-01	4.000E+07	-3.190E+07	8.500E+10	1.000E+07	
8	1.600E-07	1.000E-17	2.000E-04	1.000E-08	5.000E-15	
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	6.000E-18	7.100E-02	
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	4.000E-07	
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	-5.000E-01	
12	-1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	-2.000E+00	
13	3.000E+00	-4.000E+00				
14	1.000E+00	1.800E-01	1.500E+00	4.490E-19	2.640E-19	
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
16	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
17	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
18	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
19	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
20	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			

1	DA1EN \$GHO					
2	50					
3	5	1	2			
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	3.700E-10	3.100E+00	
5	2.000E-09	1.200E-29	1.000E-05	3.000E+01	0.000E+00	
6	0.000E+00	5.000E-06	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
7	3.000E-01	4.000E+07	-3.190E+07	8.500E+10	1.000E+07	
8	1.600E-07	1.000E-17	2.000E-04	1.000E-08	5.000E-15	
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	6.000E-18	7.100E-02	
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
11	2.000E-08	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	-5.000E-01	
12	-1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	-2.000E+00	
13	-3.000E+00	4.000E+00				
14	1.000E+00	1.800E-01	1.500E+00	4.490E-19	2.640E-19	
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
16	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
17	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
18	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
19	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			
20	5.000E+07	1.000E+07	8.500E+02			

1	DA1EN \$G47				
2	50				
3	5	1	2		
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	3.700E-10	3.100E+00
5	2.000E-09	1.200E-29	1.000E-05	1.000E+01	0.000E+00
6	0.000E+00	5.000E-06	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
7	3.000E-01	4.000E+07	-3.190E+07	8.500E+10	1.000E+07
8	1.600E-07	1.000E-17	2.000E-04	1.000E-08	5.000E-15
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	6.000E-18	7.100E-02
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	-5.000E-01
12	-1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	1.000E+00	2.000E+00
13	-3.000E+00	-4.000E+00			
14	1.000E+00	1.800E-01	1.500E+00	4.490E-19	2.640E-19
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
16	5.000E+07	1.500E+07	8.500E+02		
17	2.000E+07	1.000E+07	9.000E+02		
18	-3.000E+07	2.500E+07	8.500E+02		
19	7.000E+07	1.000E+07	8.000E+02		
20	-4.000E+07	8.500E+06	8.800E+02		

1	\$GH8A				
2	50				
3	5	1	2		
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	1.800E-10	2.000E+00
5	2.000E-09	1.200E-29	2.200E-06	3.000E+01	0.000E+00
6	0.000E+00	6.000E-07	7.000E-09	4.600E+05	0.000E+00
7	2.000E-01	4.000E+07	3.700E+07	1.150E+11	5.000E+08
8	4.300E-04	4.100E-15	5.000E-09	2.500E-09	4.830E-12
9	6.500E-01	6.620E+01	6.790E-04	2.500E-15	6.500E-02
10	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	1.600E+00	0.000E+00
12	-2.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	1.000E+00	2.000E+00
13	-3.000E+00	-4.000E+00			
14	1.000E+00	1.500E-01	8.300E+00	4.730E-19	3.479E-19
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
16	1.450E+08	2.500E+03	1.173E+03		
17	1.450E+08	2.500E+03	1.173E+03		
18	1.450E+08	2.500E+03	1.173E+03		
19	1.450E+08	2.500E+03	1.173E+03		
20	1.450E+08	2.500E+03	1.173E+03		

1	\$GH8B				
2	50				
3	5	1	2		
4	1.380E-23	4.000E+00	2.600E-10	1.800E-10	2.000E+00
5	2.000E-09	1.200E-29	2.200E-06	3.000E+01	0.000E+00
6	0.000E+00	6.000E-07	7.000E-09	4.600E+05	1.500E+02
7	2.000E-01	4.000E+07	3.700E+07	1.150E+11	5.000E+08
8	4.300E-04	2.900E-14	1.700E-08	2.500E-09	3.100E-11
9	6.500E-01	0.000E+00	0.000E+00	2.900E-14	6.500E-02
10	3.110E-11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	1.600E+00	0.000E+00
12	-2.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	1.000E+00	2.000E+00
13	-3.000E+00	-4.000E+00			
14	1.000E+00	1.500E-01	8.300E+00	4.730E-19	3.479E-19
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
16	4.500E+08	1.000E+02	9.730E+02		
17	4.500E+08	1.000E+02	9.730E+02		
18	4.500E+08	1.000E+02	9.730E+02		
19	4.500E+08	1.000E+02	9.730E+02		
20	4.500E+08	1.000E+02	9.730E+02		

```

1  DATEN $GH9A
2  50
3      5      1      2
4  1.380E-23  4.000E+00  2.600E-10  3.700E-10  3.100E+00
5  2.000E-09  1.200E-29  1.000E-05  1.000E+01  0.000E+00
6  0.000E+00  5.000E-06  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
7  3.000E-01  4.000F+07  -3.190E+07  8.500E+10  1.000E+07
8  1.600E-07  1.000E-17  2.000E-04  1.000E-08  5.000E-15
9  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  6.000E-18  7.100E-02
10 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
11 0.000F+00  0.000F+00  0.000E+00  2.000E+00  -5.000E-01
12 -1.000E+00  1.000E+00  1.000E+00  1.000E+00  2.000E+00
13 -3.000E+00  -4.000F+00
14 1.000E+00  1.800E-01  1.500E+00  4.490E-19  2.640E-19
15 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
16 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02
17 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02
18 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02
19 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02
20 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02

```

```

1  DATEN $GH9E
2  50
3      5      1      2
4  1.380E-23  4.000E+00  2.600E-10  3.700E-10  3.100E+00
5  2.000E-09  1.200E-29  1.000E-05  1.000E+01  0.000E+00
6  0.000E+00  5.000E-06  0.000E+00  0.000E+00  1.200E+07
7  3.000E-01  4.000E+07  -3.190E+07  8.500E+10  1.000E+07
8  1.600E-07  1.000E-17  2.000E-04  1.000E-08  5.000E-15
9  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  6.000E-18  7.100E-02
10 1.000E-15  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
11 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  2.000E+00  -5.000E-01
12 -1.000E+00  1.000E+00  1.000E+00  1.000E+00  2.000E+00
13 -3.000F+00  -4.000E+00
14 1.000E+00  1.800E-01  1.500E+00  4.490E-19  2.640E-19
15 0.000F+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
16 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02
17 5.000E+07  1.000F+07  8.500E+02
18 5.000E+07  1.000F+07  8.500E+02
19 5.000E+07  1.000E+07  8.500F+02
20 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02

```

```

1  DATEN $GH10
2  50
3      5      1      2
4  1.380E-23  4.000E+00  2.600E-10  3.700E-10  3.100E+00
5  2.000E-09  1.200E-29  1.000E-05  1.000E+01  0.000E+00
6  0.000E+00  5.000E-06  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
7  3.000E-01  4.000E+07  -3.190E+07  8.500E+10  1.000E+07
8  1.600E-07  1.000E-17  2.000E-04  1.000E-08  5.000E-15
9  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  6.000E-18  7.100E-02
10 0.000E+00  2.000E+01  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
11 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  2.000E+00  -5.000E-01
12 -1.000E+00  1.000E+00  1.000E+00  1.000E+00  2.000E+00
13 -3.000E+00  -4.000F+00
14 1.000E+00  1.800E-01  1.500E+00  4.490F-19  2.640E-19
15 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
16 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02
17 3.000E+07  1.000E+07  8.500E+02
18 5.000F+07  1.000E+07  8.500E+02
19 3.000E+07  1.000F+07  8.500E+02
20 5.000E+07  1.000E+07  8.500E+02

```

```

1  DATEV $GH11
2  50
3    5      1      2
4  1.380E-23  4.000E+00  2.860E-10  4.070E-10  3.100E+00
5  2.500E-09  7.040E-29  2.500E-05  0.000E+00  0.000E+00
6  0.000E+00  2.000E-05  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
7  3.000E-01  2.000E+07  2.210E-07  3.310E+10  1.500E+08
8  1.000E-06  7.300E-13  7.900E-07  5.000E-09  1.100E-11
9  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  1.570E-12  1.000E-03
10 0.000E+00  5.000E+01  0.000E+00  0.000E+00  2.000E-02
11 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  2.000E+00  -1.200E-01
12 -6.670E-01  0.000E+00  0.000E+00  1.000E+00  -2.000E+00
13 3.000E+00  -4.000E+00
14 1.000E+00  1.710E+00  1.000E+03  2.390E-19  1.760E-19
15 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
16 2.300E+07  5.000E+02  5.220E+02
17 2.380E+07  4.500E+02  5.220E+02
18 1.680E+07  2.500E+02  5.220E+02
19 1.680E+07  2.800E+03  5.220E+02
20 1.680E+07  8.000E+03  5.220E+02

```

```

1  DATEV $GH12A
2  50
3    5      1      2
4  1.380E-23  4.000E+00  2.860E-10  4.070E-10  3.100E+00
5  2.500E-09  7.040E-29  2.500E-05  0.000E+00  0.000E+00
6  0.000E+00  2.000E-05  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
7  3.000E-01  2.000E+07  2.210E-07  3.310E+10  1.000E+08
8  1.400E-06  4.000E-13  7.900E-07  2.300E-08  1.100E-11
9  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  1.570E-12  1.000E-03
10 2.000E-13  4.000E+01  0.000E+00  0.000E+00  7.000E-03
11 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  2.000E+00  -1.200E-01
12 -6.670E-01  0.000E+00  0.000E+00  1.000E+00  -2.000E+00
13 3.000E+00  -4.000E+00
14 1.000E+00  1.710E+00  1.000E+03  2.380E-19  1.760E-19
15 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
16 2.028E+07  1.000E+03  4.930E+02
17 2.028E+07  3.000E+03  4.930E+02
18 2.028E+07  5.000E+03  4.930E+02
19 2.028E+07  1.000E+04  4.930E+02
20 2.028E+07  6.000E+03  4.930E+02

```

```

1  DATEV $GH12E
2  50
3    5      1      2
4  1.380E-23  4.000E+00  2.860E-10  4.070E-10  3.100E+00
5  2.500E-09  7.040E-29  2.500E-05  0.000E+00  0.000E+00
6  0.000E+00  2.000E-05  0.000E+00  0.000E+00  1.800E+04
7  3.000E-01  2.000E+07  2.210E-07  3.310E+10  1.000E+08
8  1.400E-06  4.000E-13  7.900E-07  2.300E-08  1.100E-11
9  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  1.570E-12  1.000E-03
10 1.600E-12  4.000E+01  0.000E+00  0.000E+00  7.000E-03
11 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  2.000E+00  -1.200E-01
12 -6.670E-01  0.000E+00  0.000E+00  1.000E+00  -2.000E+00
13 3.000E+00  -4.000E+00
14 1.000E+00  1.710E+00  1.000E+03  2.380E-19  1.760E-19
15 0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00  0.000E+00
16 2.028E+07  1.000E+03  4.930E+02
17 2.028E+07  3.000E+03  4.930E+02
18 2.028E+07  5.000E+03  4.930E+02
19 2.028E+07  1.000E+04  4.930E+02
20 2.028E+07  6.000E+03  4.930E+02

```

1	DATEV \$GH13					
2	50					
3	4	1	2			
4	1.380E-23	2.000E+00	2.500E-10	2.900E-10	3.100E+00	
5	3.000E-09	5.100E-29	5.000E-05	0.000E+00	0.000E+00	
6	0.000E+00	2.000E-05	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
7	3.000E-01	2.000E+07	7.390E+07	1.290E+11	1.000E+07	
8	8.680E-07	1.800E-14	2.500E-08	0.000E+00	0.000E+00	
9	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	4.000E-14	2.450E-13	
10	0.000E+00	0.000E+00	2.000E-01	1.920E-08	0.000E+00	
11	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+00	0.000E+00	
12	-6.700E-01	0.000E+00	0.000E+00	-1.000E+00	-2.000E+00	
13	3.000E+00	-4.000E+00				
14	1.000E+00	2.000E+00	1.200E+00	4.790E-19	2.320E-19	
15	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	
16	2.060E+07	4.240E+03	1.100E+03			
17	2.470E+07	9.360E+02	1.100E+03			
18	2.060E+07	7.140E+02	1.100E+03			
19	2.420E+07	6.150E+02	1.100E+03			

Lebenslauf

=====

Am 16. 7. 1947 wurde ich als Sohn des Metzgermeisters Georg Gerhäuser und seiner Ehefrau Berta in Fürth/Bay. geboren.

Nach dem Besuch der Volksschule in Cadolzburg von 1953 bis 1958 trat ich in das Hardenberggymnasium Fürth über, wo ich im Jahre 1967 das Abitur ablegte.

Vom Wintersemester 1967/68 an studierte ich an der Friedrich - Alexander - Universität Erlangen - Nürnberg Physik. Dort legte ich auch die Hauptdiplomprüfung für Physiker im Dezember 1973 ab.

Anschließend nahm ich eine Tätigkeit in der Kraftwerk - Union - AG., Abteilung R315, in Erlangen im Bereich Verfahrenstechnik auf.

Seit dem 1. 1. 1976 arbeitete ich zusätzlich am Institut für Werkstoffwissenschaften I an der Universität Erlangen - Nürnberg auf dem Gebiet der Lebensdauervorhersage von Stählen.

Copy - Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131 - 26197